PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 — 15. Oktober 1930 — Redaktionsschluß für Nr. 22 am 1. November 1930. — 31. Jahrgang

INHALT:

Ansprache anläßlich des 80. Geburtstages von Eugen Goldstein — 5. September 1930 — gehalten von W. Kaufmann. S. 873.

Vorträge und Diskussionen des VI. Deutschen Physikertages in Königsberg, Pr., vom 4.—7. September 1930.

F. Hund, Methoden der Deutung und Vorhersage von Molekelspektren. S. 876.

W. Weizel, Rotationsstruktur leichter Moleküle. S. 880.

H. Bauer, Ein rotierendes Lichtquantenmodell. S. 882.

E. Reichenbächer, Die Diracsche Wellengleichung I. Ordnung mit zwei Komponenten. S. 886.

R. Conrad, Über das Auftreten von doppelt positiv geladenen Molekülen im Kanalstrahl. Mit Tafel XXVII und XXVIII. S. 888.

E. Schmid, Werkstoffverformung und -festigkeit. Mit Tafel XXIX und XXX. S. 892.

Originalmitteilungen:

F. Schröter und G. Lubszynski, Untersuchungen zur Frage der Trägheit gasgefüllter Photozellen. S. 897.

G. Mönch, Herabminderung des störenden Einflusses der Heizspannung an den Enden einer Glühkathode durch eine Gegenelektrode mit überlagertem Spannungsgefälle. S. 904.

H. Kröncke, Sichtbarmachung kurzer Schallwellen. S. 908.

A. Deubner, Bemerkungen zu den Arbeiten von V. Pospišil: „Über eine neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie. S. 909.

Besprechungen:

Handbuch der Experimentalphysik. Bd. XIII. 3. Teil. S. 911.

A. Duscheku. W. Meyer, Lehrbuch der Differentialgeometrie. Bd. I. S. 912.

Tagesereignisse. S. 912.

Personalien. S. 912.

Angebote. S. 912.

Ansprache anläßlich des 80. Geburtstages von Eugen Goldstein — 5. September 1930 — gehalten von W. Kaufmann.

Hochansehnliche Festversammlung, verehrte Gäste!

Sehr verehrter Herr Goldstein!

Die Physik der arbeitsreichen Jahrzehnte, auf die Sie heute zurückblicken, war noch beherrscht von dem Grundgedanken einer uneingeschränkten Geltung des Kausalgesetzes im großen wie im kleinsten. Heute herrscht der Zufall im Spiel der Atome und Elektronen und nur statistischen Wert haben die Gesetze des Makrokosmos. So wollen wir auch heute dem glücklichen Zufall huldigen, der es gefügt hat, daß gerade in diesem, Ihrem Jubeljahr Königsberg der Sitz unserer Tagung wurde, dessen — angeblich — rauhes Klima einen vorsorglichen Vorstand veranlaßte, die Tagung etwa 2 Wochen früher zu legen als sonst üblich. Denn nur durch diesen Zufall ergab sich die uns alle erfreuende Möglichkeit, hier während unserer Versammlung den heutigen Tag zu feiern, an dem vor 80 Jahren Ihre Augen den sichtbaren Teil des großen Strahlenspektrums erblickten, dessen Erforschung ein großer Teil Ihrer rastlosen Lebensarbeit gewidmet war. Es waren glückhafte Augen, die eine gütige Natur Ihnen mitgegeben hat, Augen, die fähig waren, feinste Form- und Farbenunterschiede auch dort noch wahrzunehmen, wo ein anderer nur ein formloses Gemisch erblickte; dazu auch einen äußerst ausgebildeten Ordnungssinn, der alle Einzelheiten zu zergliedern und die Glieder, Zusammengehöriges als solches erkennend, sinnvoll zu ordnen weiß. Als drittes kommt hinzu eine schöpferische sinnliche Phantasie, die unermüdlich neue Möglichkeiten und Formen voraussieht und sie in Versuchsanordnungen verwirklicht.

So konnten Sie erfolgreich eine Versuchsmethodik durchführen, die mit gleicher Konsequenz wohl seit Faradays Zeiten nicht mehr angewandt wurde, nämlich: Variation der Versuchsbedingungen bis zur äußersten Grenze des Möglichen als Ziel, dabei weniger das Aufdecken funktioneller in Maß und Zahl ausdrückbarer Zusammenhänge, als vielmehr die Auswahl unter einer Vielheit denkbarer Deutungen durch die Methode der Ausschließung aller bis auf eine oder wenige; durch das Baconsche „experimentum crucis".

Wer, wie der Vortragende, einen Einblick in Ihre stille Arbeitsstätte tun durfte, der war sicher zunächst erstaunt, wie geringfügig die Hilfsmittel waren, die Sie zu Ihren Arbeiten gebrauchten. Die dauernde Einrichtung Ihres Laboratoriums bestand aus nichts weiterem, als einer Geißlerschen Quecksilberpumpe mit Handbetrieb, die Sie mit einer Virtuosität handhabten, wie ein Fechtmeister seinen Degen, einem Funkeninduktor, einem Spektroskop, einigen Leidener Flaschen, einem Glasblasetisch und als einzigen Meßinstrumenten einem Funkenmikrometer, einem

Maßstab und einem Zirkel. So einfach diese Grundausstattung, so unendlich vielfach an Zahl und Formen waren die Entladungsröhren, die Sie ersannen, die Ihnen in den ersten beiden Jahrzehnten Ihrer Tätigkeit ein Berliner Glasbläser für einen Einheitspreis lieferte, die später Ihr Laboratoriumsdiener herstellte. Für eine Arbeit aus dem Jahre 1918 geben Sie selbst an, mehr als 700 Röhren benutzt zu haben, von denen fast eine jede Sie neue, in keiner der anderen Röhren beobachtbare Erscheinungen erkennen ließ.

Doch Glas bricht ja so leicht und leider hat nicht immer die nötige Sorgfalt und das nötige Verständnis über Ihren Schätzen gewacht. So wie einst barbarische Urenkel die Bauten ihrer Vorfahren als Steinbrüche benutzten, so diente ein großer Teil Ihrer Röhren, die in einigen Kisten auf dem Boden des Berliner Instituts nach Ihrem Fortgang verblieben waren, späteren Insassen des Instituts, als nach Röntgens großer Entdeckung das in Berlin zeitweise verpönte Arbeiten mit Vakuumentladungen wieder in Schwung kam, als bequeme Fundgrube für Aluminiumelektroden. Ich muß leider gestehen, mich an diesen Raubzügen beteiligt zu haben, bis die Lektüre Ihrer Arbeiten mir die Augen öffnete. Aber da war schon nicht mehr viel zu retten.

Dem aufmerksamen Leser Ihrer Arbeiten kann nicht entgehen, daß Sie wie wenige befähigt waren, Ihren Gedanken einen präzisen, logisch scharfen, sprachlich trefflichen Ausdruck zu geben. So konnten Sie sich als erster Systematiker auf einem Erscheinungsgebiet bewähren, das in der verwirrenden Fülle seiner Einzelheiten so viele andere zu irrigen oder mindestens sprachlich ungenauen Darstellungen veranlaßte. Die Nomenklatur der Erscheinungen, sowohl der bereits vorher gekannten, als auch der von Ihnen neu entdeckten, ist, so wie Sie sie schufen, internationales Sprachgut geworden: Wenn heute von Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen, Striktionsstrahlen, von I., II., III. Kathodenschicht, von Deflexion, von Nachfarben gesprochen wird, so wissen vielleicht viele, die diese Bezeichnungen nur aus Lehrbüchern kennenlernten, gar nicht, daß Sie es waren, der diese so knappen und sprachlich gut klingenden Namen geschaffen hat.

So hatte die Natur Ihnen alle Gaben verliehen, die einem guten Lehrer vonnöten; das Schicksal hat es anders mit Ihnen gemeint, niemals haben Sie Ihre Erkenntnisse einem Schülerkreise direkt übermitteln können; eine stille Forschertätigkeit, zuerst im Berliner Physikalischen Institut unter Helmholtz, dann als Leiter des physikalischen Laboratoriums der Berliner Sternwarte, wurde Ihr Lebenslauf.

Und doch haben Sie tausende eifrige Schüler gehabt und ihre Zahl vermehrt sich noch dauernd; aber wohl keiner von ihnen kennt seinen Lehrer. Ich selbst wußte bis vor wenigen Wochen noch nicht, daß ich selbst zu den allerersten dieser Schar gehört habe: Als im Jahre 1889 die hauptsächlich durch die Initiative des damaligen Sternwartendirektors Wilhelm Förster gegründete Berliner „Urania" eröffnet wurde, da fand wohl neben den Vorträgen bei weitem den meisten Anklang der Physiksaal, in welchem der Besucher nicht bloß ihm unverständliche Apparate anstaunen durfte, sondern an Hand beigefügter Anweisungen selbst experimentieren konnte; wenn auch die Tätigkeit sich dabei meist auf das Drücken eines Knopfes oder das Drehen eines Hebels beschränken mußte, so hatte man doch das beglückende Gefühl, durch eigenes Wirken in die Geheimnisse der Natur zu blicken; ich denke an diese ersten physikalischen Versuche, die ich damals als Primaner und eifriger Stammgast der Urania ausführte, noch heute mit lebhafter Freude zurück. Die Urania ist in ihrer alten Form längst nicht mehr vorhanden, aber das Deutsche Museum in München hat die Idee übernommen und weiter ausgeführt. Wer aber weiß, daß Sie es waren, von dem diese Anordnungen zuerst vorgeschlagen und ausgeführt sind? Ich kann Ihnen da, sehr verehrter Herr Jubilar, einen leisen Vorwurf nicht ersparen, einen Vorwurf, der Ihnen aber nur Ehre macht, nämlich den Ihrer allzu großen Bescheidenheit. Warum mußten Sie denn auch die einzige Stelle Ihrer vielen Arbeiten, in der Sie diese Ihre stille Lehrtätigkeit erwähnen, unter einem ganz anderartigen Titel verstecken? Ihr Name verdiente, am Eingang der physikalischen Experimentiersäle des Deutschen Museums eingegraben zu werden.

Aber wie hoch auch immer man dieses anonyme Wirken in die Breite einschätzen mag, Ihre Hauptarbeit war doch die reine Forschungstätigkeit, durch die einen Querschnitt zu ziehen, mir nun gestattet sei.

Ein großes Erscheinungsgebiet ist immer wieder der Gegenstand Ihrer Forschungen gewesen, die Vorgänge bei der elektrischen Strömung durch verdünnte Gase, diese aber haben Sie mit allen ihren Begleiterscheinungen untersucht: Die örtlichen Verschiedenheiten des Leuchtens in einer Entladungsröhre mit ihrer Mannigfaltigkeit von strahlenartigen Gebilden; die spektralen Unterschiede der einzelnen Lichtgebilde, ihre verändernden Einwirkungen auf den Gasgehalt, sowie auf getroffene

feste und flüssige Körper, die sich im Auftreten von Fluoreszenz, Phosphoreszenz, Färbung, Ozonbildung usw. kundtaten.

So haben Sie zuerst in dem schon von Hittorf untersuchten sog. „negativen Glimmlicht" drei sich teilweise durchdringende Gebilde streng zu scheiden gelehrt und ihre Ausbreitungsgesetze schon zu einer Zeit exakt bestimmt, als noch keinerlei brauchbare Vorstellung von der eigentlichen Natur der von Ihnen als I., II., III. Kathodenschicht bezeichneten Gebilde vorlag. Wir deuten jetzt die erste als „Molionen" (*n*-stark) mit teils Plus- teils Minusladung, die zweite als primäre, d. h. an der Kathode losgelöste Elekronen oder eigentliche „Kathodenstrahlen", die dritte haben Sie selbst schon als mit der zweiten wesensgleich, aber längs der Bahn der zweiten ausgelöst und von geringerer Steifigkeit erkannt, wir kennen sie jetzt als Sekundärelektronen, von den primären als Produkt der Stoßionisation aus den getroffenen Gasmolekeln befreit. Sie haben in Ihrer vor gerade 50 Jahren erschienenen Arbeit „Über eine neue Art elektrischer Abstoßung" die von Ihnen gefundene Abstoßung der Kathodenstrahlen an einer zweiten Kathode eingehend beschrieben und durch Variation der Spannungsverhältnisse bereits ein Gesetz gefunden, das die Ablenkung darstellt als proportional einem Quotienten aus:

$$\frac{\text{ablenkende Kraft}}{\text{Steifigkeit des Strahls}},$$

wobei der Zähler proportional der Spannung der ablenkenden, der Nenner proportional der Spannung der emittierenden Kathode wächst. 17 Jahre später zeigten Kaufmann und Aschkinass, daß der Proportionalitätsfaktor sich aus den Röhrendimensionen und dem Kathodenfeld berechnet unter der Annahme einer rein elektrostatischen Ablenkung bewegter Teilchen.

Sie haben ferner gezeigt, daß jede einzelne Schicht des positiven Lichtes sich bezüglich ihrer magnetischen Beeinflußbarkeit wie eine selbständige Entladung verhält, eine Tatsache, die molekularmechanisch ihre spätere Deutung durch die Theorie der Stoßionisation gefunden hat.

Sie fanden im Jahre 1882, also schon vor Hittorf (1884) die entladungsfördernde Eigenschaft glühender Kathoden und erklärten die bei glühendem Platin auftretenden Unregelmäßigkeiten durch ein — nicht näher untersuchtes — leitendes Depositum auf der Kathode. Von hier führt eine gerade Entwicklungslinie zur Wehneltkathode und zu unserer riesenhaften Röhrenindustrie.

Den Gipfelpunkt Ihrer Leistungen auf dem Teilgebiet der elektrischen Strahlen stellt ohne Zweifel Ihre Entdeckung der Kanalstrahlen dar, von denen es Ihnen dann später zu zeigen gelang, daß sie nicht nur, wie ihr Name besagt, auf der Rückseite einer von Kanälen durchbohrten Kathode auftreten, sondern auch, wenn auch durch die übrigen Lichtgebilde meist stark verdeckt, im eigentlichen Entladungsraum. Seitdem durch Wien die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der Kanalstrahlen und damit ihre Natur als meist positiv geladene Atome und Moleküle festgestellt ist, sind sie in der Hand namentlich Astons zu dem exaktesten Hilfsmittel der Atomgewichtsbestimmung geworden. Ihnen selbst gelang es noch in den Jahren 1917 bis 1922 eine neue Erzeugungsart rascher positiver Strahlen zu finden, die Sie „Magnetkanalstrahlen" nannten. Es wäre eine dankbare Aufgabe für jüngere Physiker, den höchst eigenartigen Entstehungsmechanismus dieser Strahlen aufzuklären.

Ich wende mich zu Ihren Untersuchungen über die Spektren der Gase: Sie haben in jungen Jahren, im Jahre 1874, damit begonnen, haben zunächst die Entstehungsbedingungen von mehrfachen Spektren beim gleichen Gase zu klären versucht und sind im Verlaufe dieser Untersuchungen schließlich zu zwei fundamentalen Entdeckungen gelangt: Die eine ist die im Jahre 1907 erfolgte Auffindung der von Ihnen als „Grundspektren" bezeichneten zweiten Linienspektren der Alkalimetalle bei großer Entladungsdichte. Sie schreiben diese Grundspektren einfacheren Gebilden zu, als die Serienspektra; wir wissen jetzt in der Tat, daß das Serienspektrum dem neutralen, das „Grundspektrum" dem einfach ionisierten, also um ein Elektron verarmten Atom angehört.

Ihre zweite spektrale Entdeckung ist die Auffindung eines Bandenspektrums des *He*, das (mit Ihren Worten) „zum Serienspektrum im gleichen Verhältnis zu stehen scheint, wie das Bandenspektrum des Wasserstoffs zu seinem Serienspektrum".

Für Ihr scharfes Auge gab es nichts Nebensächliches. Weil Sie Ihre Untersuchungen be-

wußt, soweit wie möglich unabhängig von hypothetischen Hilfsvorstellungen durchführten, so registrierten Sie mit gleicher Liebe so manche Erscheinung, die ein durch theoretische Voreingenommenheiten in seiner Aufmerksamkeit beengter Beobachter nur zu leicht übersah. So mußten Ihre Arbeiten über Phosphoreszenz unter dem Einfluß leuchtender Entladungen Sie notwendig zur Entdeckung der

„Nachfarben"

führen, d. h. der Verfärbung chemischer Verbindungen unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen. Sie konnten nachweisen, daß diese Färbungen auch auftraten, wenn das Salz aus farblosen elementaren Bestandteilen aufgebaut war (Ammoniumsalze), daß die Ursache der Färbung also wohl in einer physikalischen Modifikation zu suchen sei. Sie fanden auch den mächtigen Einfluß allerkleinster Verunreinigungen auf die Nachfarben und wiesen damit den Weg zu ihrer engen Verknüpfung mit der ähnliches zeigenden Phosphoreszenz fester Körper. Wir deuten die von Ihnen vermutete physikalische Modifikation jetzt als Ablösung und Entfernung eines Elektrons auf ein höheres Energieniveau.

Die Ausdehnung dieser Untersuchung auf Körper, die bei gewöhnlicher Temperatur flüssig sind, führte Sie zur Anwendung der flüssigen Luft und damit zur Entdeckung der eigentümlichen Phosphoreszenz-Linienspektren fester aromatischer Verbindungen, auch hier unter Nachweisung des Entstehens eines veränderten Zustandes der Substanzen auch nach Aufhören der Bestrahlung.

Fürwahr ein großes und trotz der selbstgewollten Beschränkung vielseitiges und in seinen Auswirkungen auf die Entwicklung der Wissenschaft fruchtbares Lebenswerk, auf das Sie zurückblicken können. Noch längst ist nicht alles ausgeschöpft, was an interessanten Tatsachen in Ihren Veröffentlichungen zu finden ist. Und viel, sehr viel liegt unveröffentlicht noch in Ihrem Schreibtisch verborgen.

Unter dem, was Sie veröffentlicht haben, gehört ein gut Teil unter die Reihe der

klassischen Arbeiten der Physik.

Die Deutsche Physikalische Gesellschaft hat geglaubt, dieser Meinung auch einen äußeren Ausdruck geben zu sollen, indem sie eines ihrer Mitglieder, Herrn Professor Gehrcke veranlaßt hat, Ihre Arbeiten über Kanalstrahlen für die bekannte Sammlung „Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften" zu bearbeiten. Ich gestatte mir, Ihnen zum Andenken an den heutigen Tag das soeben erschienene Bändchen zu überreichen und mit dem Wunsche zu schließen, daß Sie noch lange sich an dem Blühen und Reifen der Saat erfreuen mögen, die Sie gesät haben.

(Eingegangen 8. September 1930.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES VI. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KÖNIGSBERG, PR., VOM 4.—7. SEPTEMBER 1930.

F. Hund (Leipzig), Methoden der Deutung und Vorhersage von Molekelspektren.

Theoretische Betrachtungen über Molekelbau und Bandenspektren dürfen aus zwei Gründen Interesse beanspruchen. Einmal bietet sich hier die Möglichkeit, die Quantenmechanik auf nicht mehr ganz einfache Systeme anzuwenden und die theoretischen Ergebnisse an dem reichhaltigen Material der Bandenspektren nachzuprüfen. Andererseits vermag eine Theorie der Molekeln eine Verbindung zwischen bisher getrennten Gebieten der experimentellen Forschung herzustellen: zwischen der Chemie und der Spektroskopie. Auch für den Bau der Atomkerne vermag sie Fingerzeige zu geben.

I. Grundlage.

Die wesentliche Leistung in der Theorie der Molekelspektren war die Schaffung der Quantenmechanik von den Bohrschen Ideen bis zur Vervollständigung in den letzten Jahren. Alles andere war nur Anwendung dieser Quantenmechanik auf das spezielle System Molekel und die Auffindung der dabei zweckmäßigen Vereinfachungen.

Für qualitative Betrachtungen genügt es häufig, die Quantenmechanik in der einfachen Form des Korrespondenzprinzipes zu benutzen; manche Eigenschaften der Bandenspektren (Schwingungs- und Rotationsstrukturen) sind daher auch schon früh gedeutet worden. Eine

Theorie der Bandensysteme konnte jedoch erst auf Grund der neuen Quantenmechanik begonnen werden.

Bei einem so verwickelten System, wie es eine Molekel ist, ist man weitgehend auf allgemeine Sätze angewiesen. Aus der klassischen Mechanik ist bekannt, daß z. B. aus der Invarianz eines mechanischen Systems gegen Drehung um eine feste Achse ein Drehimpulssatz folgt: der Drehimpuls um diese Achse ist zeitlich konstant, und in die Bewegung geht eine gleichförmige Rotation um diese Achse in einfacher Weise ein. In der Quantenmechanik sind es noch viel mehr die Symmetrieeigenschaften der Systeme, die Aussagen über ihr Verhalten ermöglichen. Das Vorhandensein bestimmter Symmetrieeigenschaften eines mechanischen Systems führt zu einer Einteilung der Terme nach den Symmetrieklassen der Schrödingerschen Eigenfunktionen. Durch Numerierung der Symmetrieklassen kann man Quantenzahlen definieren. Besonders allgemeine Ergebnisse hierüber lieferte die Anwendung der Gruppentheorie (durch Wigner, v. Neumann und Witmer). Das erwähnte Beispiel der Achsensymmetrie führt durch Numerierung der Symmetrieklassen zur Einführung einer Quantenzahl M, die dem Drehimpuls um die Achse entspricht, und zu einer Kombinationsregel $\Delta M = 0, \pm 1$. Invarianz gegen eine beliebige Drehung führt zur Einführung einer Quantenzahl J, die dem Gesamtdrehimpuls entspricht, und zur Kombinationsregel $\Delta J = 0, \pm 1$. Ferner spielen Spiegelungssymmetrien eine Rolle; auch sie führen zu Kombinationsregeln. Schließlich sind die Systeme mit mehreren Elektronen wegen der Gleichheit der Elektronen in diesen symmetrisch; das führt zur Existenz mehrerer nicht kombinierender Termsysteme, also zu einem Kombinationsverbot. Bei Molekeln mit gleichen Kernen gilt entsprechendes für die Kerne.

Für die Behandlung verwickelter Systeme ist wichtig, daß oft eine Abstufung der Größenordnungen der verschiedenen Kräfte vorhanden ist. Sie erlaubt oft eine mehrfache Anwendung der allgemeinen Sätze, indem etwa das System in Strenge eine bestimmte Symmetrie hat und bei Vernachlässigung kleiner Kräfte weitere Symmetrien vorhanden sind. Darauf beruht überhaupt die Möglichkeit einer qualitativen Behandlung der Atom- und der Molekelspektren.

Die Rolle einer solchen Abstufung der Kräfte läßt sich leicht bei den Atomspektren erläutern. Bei leichten Atomen ist der Einfluß des Elektronenspins klein; die Wechselwirkung der Elektronen miteinander kann genähert dadurch beschrieben werden, daß man jedesmal ein Elektron in einem durch Ausschmieren der übrigen entstehenden kugelsymmetrischen Kraftfeld betrachtet. Man hat also in erster Näherung nur Bewegungen von je einer Partikel in einem Kraftfeld mit einfachen Eigenschaften. Die in zweiter Näherung berücksichtigte feinere Wechselwirkung der Elektronen ändert die Terme noch etwas und läßt sie aufspalten. Die Gleichheit der Elektronen bedingt dabei verschiedene nicht kombinierende Termensysteme; in dritter Näherung, mit Spin, werden sie zu Systemen verschiedener Multiplizität. Die Drehimpulssätze liefern für die einzelnen Elektronen die Quantenzahlen l, für das ganze Atom ohne Spin L und mit Spin S. S numeriert die Symmetrieklassen in bezug auf die gleichen Elektronen.

II. Allgemeines über Molekeln.

Wesentlich für den Aufbau der Bandenspektren ist, daß wir im allgemeinen folgende Abstufung der Kräfte haben: Der Einfluß der Rotation auf die Energie ist klein gegen den der Schwingung, dieser ist klein gegen den der Elektronenbewegung. Der Einfluß des Spins kann größer oder kleiner sein, als der der Rotation.

Die Abstufung der Kräfte hat zur Folge, daß man für die Rotation die Molekel in erster Näherung durch ein einfaches Modell ersetzen kann. Wenn die Elektronenbewegung keinen mittleren Drehimpuls hat, ist das Modell einfach das starr gedachte Gerüst der Kerne. Wenn sie einen Drehimpuls hat, ist das Modell ein starrer Körper mit eingebautem Schwungrad. Die Achse dieses Schwungrades ist meist an eine feste Richtung im Kerngerüst gekoppelt, sie kann aber durch Einwirkung der Rotation allmählich entkoppelt werden. Die Entkoppelung des vom Spin herrührenden Anteils des Elektronendrehimpuls bei zweiatomigen Molekeln ist schon länger empirisch bekannt. Dagegen hat erst im vorigen Jahre Weizel an He_2 und anderen Molekeln auch die Entkoppelung des Bahndrehimpulses empirisch aufgezeigt. Er hat damit eine große Gruppe recht verwickelt aussehender Rotationsstrukturen von zweiatomigen Molekeln deuten können und die Termordnung solcher Molekeln möglich gemacht.

Die Grobstruktur des Termschemas wird durch die Betrachtung eines Mehrzentrensystems geliefert, d. h. eines Systems aus mehreren, den Kernen entsprechenden Kraftzentren, deren Lage fest, aber durch willkürliche Parameter bestimmt ist, und aus frei beweglichen Elektronen. Die Termwerte eines solchen Systems sind Funktionen der Zentrenabstände. Wenn sie bei bestimmten Werten der Abstände Minima haben, so geben diese die Gleichgewichtslagen

der entsprechenden Molekeln. Die Behandlung ist bisher nur für das Zweizentrensystem einigermaßen durchgeführt.

III. Zweiatomige Molekeln.

Im Zweizentrensystem, das die Grobstruktur des Termschemas der zweiatomigen Molekeln geben soll, kann man bei leichten Kernen den Spineinfluß als klein ansehen und die Wirkung der übrigen Elektronen auf eines jedesmal genähert dadurch berücksichtigen, daß man die übrigen achsensymmetrisch ausgeschmiert denkt. Die Bewegung jedes Elektrons ist dann eine Bewegung in einem achsensymmetrischen Ersatzfeld. Dem Drehimpuls um die Zentrenachse entspricht die Quantenzahl λ der einzelnen Elektronen, die wir auch durch die Symbole σ, π, δ ... (entsprechend $\lambda = 0, 1, 2 \ldots$) bezeichnen. Die zweite Näherung führt zu Vektorzusammensetzung der Drehimpulse der Bahnen und der Spins; sie liefert die Quantenzahlen Λ (Symbole $\Sigma, \Pi, \Delta \ldots$) ohne Spin und Ω mit Spin, entsprechend den gesamten Drehimpulsen um die Zentrenachse. Die Gleichheit der Elektronen liefert nicht kombinierende Termsysteme, die bei Zufügung des Spins zu Systemen verschiedener Multiplizität werden. Etwaige Gleichheit der Zentren (Molekeln mit gleichen Kernen) gibt eine Unterscheidung gerader und ungerader Terme des Zweizentrensystems. Alle diese Symmetrieeigenschaften geben Kombinationsregeln. Die Mannigfaltigkeit und genäherte Energie der Terme der einzelnen Elektronen (Reihenfolge der Bindung) kann durch Interpolation zwischen den bekannten Grenzfällen weitgetrennter Kerne (zwei Atome oder Ionen) und vereinigte Kerne (ein Atom) gefunden werden.

Fig. 1 gibt die so gefundene, vermutete Reihenfolge der Zustände der einzelnen Elektronen in dem rotationssymmetrischen Ersatzfeld an für den Fall, daß das Feld auch zur Mittelebene zwischen den Zentren symmetrisch ist (für Molekeln mit gleichen Kernen). Links haben wir die Reihenfolge für kleine, rechts die für große Zentrenabstände. Beim Übergang von kleinen zu großen Abständen ist beachtet, daß der Zentrenabstand zunächst für die inneren Elektronen verhältnismäßig groß wird, später auch für die äußeren Elektronen. Ferner ist beachtet, daß λ, sowie die Gerad- oder Ungeradheit der Terme beim Übergang erhalten bleiben.

Für die Aufstellung der Termschemata ergibt sich folgendes Rezept (Mulliken, Hund, Wigner-Witmer, Herzberg, Lennard-Jones): Zuerst betrachte man die einzelnen Elektronen unabhängig im achsensymmetrischen Ersatzfeld; die Reihenfolge der Bahnen entnimmt man bei gleichen Zentren aus Fig. 1. Will man im Termschema bei gleichen Zentren auch den Übergang zu getrennten Atomen erhalten, so kommt man mit dem einfachen Ersatzfeld nicht immer aus. Vielmehr hat man zu berücksichtigen, daß bei Trennung der beiden Zentren

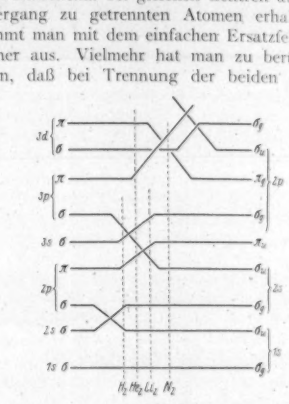


Fig. 1.

der Rest oft (bei ungerader Zahl der Restelektronen immer) unsymmetrisch wird. Nur so erhält man auch die angeregten Terme in Übereinstimmung mit der Erfahrung (Hund).

Die feinere Wechselwirkung der Elektronen liefert dann Termaufspaltungen, die durch Vektorzusammensetzungen und Symmetriebetrachtungen gefunden werden. Schließlich ist durch geeignete Abschätzung zu untersuchen, ob ein Minimum der Termenergie als Funktion des Zentrenabstandes existiert, ob also die Kerne auch frei eine Gleichgewichtslage haben und der Zweizentrensystemterm einem Molekelterm entspricht.

Bei diesem Verfahren geht es nicht immer ganz ohne Willkür ab. Denn es handelt sich um eine Systematik, die manche nur angenähert erfüllte Symmetrieeigenschaft benutzt. Es kann nicht nur vorkommen, daß die Vorhersage eines Spektrums verschiedene Möglichkeiten offen lassen muß, zwischen denen die Erfahrung zu entscheiden hat, sondern es können sogar bei genauer Kenntnis der empirischen Spektren (allerdings wohl in selteneren Fällen) Unbestimmtheiten in der Zuordnung zum theoretischen Schema entstehen. In geringerem Maße kennt man so etwas von den Atomspektren her.

IV. Die Termschemata der einfachsten zweiatomigen Molekeln.

Die letzten Jahre haben uns eine ziemlich vollständige Termordnung der Spektren der Wasserstoffmolekel (Richardson und Mitarbeiter, Finkelnburg und Mecke, Dieke,

Weizel) und eine noch vollständigere der Heliummolekel (Curtis und Mitarbeiter, Dieke, Takamine, Imanishi und Suga, Weizel) gebracht. Erst diese Arbeiten haben es ermöglicht, abzuschätzen, wie weit das eben angegebene Rezept für die Deutung der empirischen

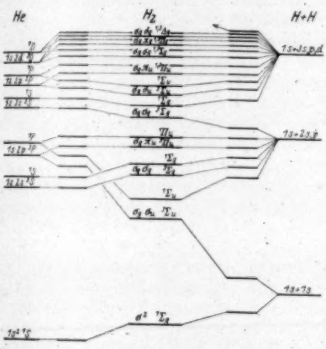


Fig. 2.

Spektren fruchtbar ist. Es hat sich gezeigt, daß die theoretisch aufgestellten Termschemata wirklich den empirisch gefundenen weitgehend entsprechen. Fig. 2 zeigt das theoretische Schema der H_2-Molekel, Fig. 3 die daraus entnommenen wichtigsten Kombinationen (Bandensysteme). Die meisten davon sind empirisch gefunden.

Das Aussehen des Termschemas ist wesentlich bestimmt durch die Reihenfolge in der Bindung der einzelnen Elektronen. Wichtig ist

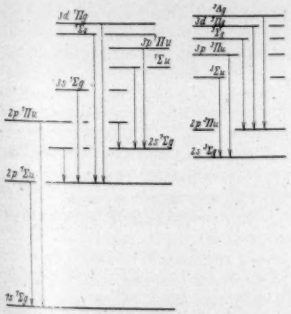


Fig. 3.

daher die Entscheidung, bei welchen Kernabständen die in Fig. 1 angegebenen Überschneidungen erfolgen. Die Überschneidung von $2s\sigma$ und $2p\sigma$ läßt sich im H_2-Spektrum aufzeigen. Fig. 4 gibt die potentielle Energie für die Schwingung der Kerne in den einzelnen Elektronenzuständen an (berechnet mit der Formel von Morse aus Schwingungsfrequenz, Kernabstand im Gleichgewicht und Dissoziationsenergie), damit die Energie der Terme des Zweizentrensystems als Funktion des Zentrenabstandes. Die

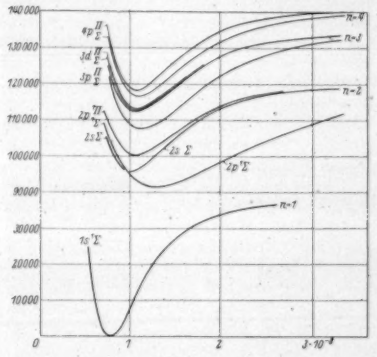


Fig. 4.

genannte Überschneidung ist die der zweiquantigen Terme $1s\sigma\,2p\sigma\,{}^1\Sigma_u$ und $1s\sigma\,2s\sigma\,{}^3\Sigma_g$, bezw. der zweit- und dritttiefsten Kurve in Fig. 4. Daß der Term $1s\sigma\,2p\sigma\,{}^1\Sigma_u$ für große Abstände zu den zweiquantigen Termen geht (im Gegensatz zu $2p\sigma$ in Fig. 1), folgt mit der oben erwähnten Verfeinerung der Theorie. Der Rest der He_2-Molekel ist $1s\sigma^2\,2p\sigma$ (Weizel); die Überschneidung von $2p\sigma$ und $1s\sigma$ ist also hier schon vollzogen. Bei Li_2 kommt $3p\sigma$ als nächste Bahn nach $2s\sigma$. Fig. 5 gibt das theoretische Schema, es entspricht der empirischen Reihenfolge. BO, CN, CO^+ und wohl auch N_2^+ haben drei nahe beieinanderliegende Terme, die zeigen, daß die Bahnen $3p\sigma$, $2p\pi$, $3s\sigma$ energetisch

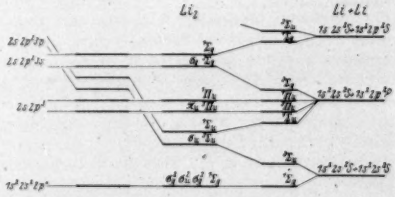


Fig. 5.

noch benachbart sind; doch liegt $3p\sigma$ schon tiefer als $2p\pi$ und $3s\sigma$. Die „Edelgasnatur" von N_2 beruht darauf, daß keine Überschneidungen der 14 tiefsten Elektronenbahnen $1s\sigma^2$, $2s\sigma^2$, $2p\sigma^2$, $2p\pi^4$, $3s\sigma^2$, $3p\sigma^2$ mit höheren stattfinden.

Daß die Elektronentermschemata der Molekeln im allgemeinen verwickelter sind als bei den Atomen, liegt daran, daß häufiger als dort verschiedene Elektronenbahnen nahezu gleiche Energie haben aus zwei Gründen: Die Terme sind stärker aufgespalten wegen der geringeren Symmetrie des Systems, und es kommen Überschneidungen vor. Die geringere Symmetrie hat wieder zur Folge, daß die Auswahl an Möglichkeiten für den Grundterm geringer ist: Fast alle Molekeln mit gerader Elektronenzahl sind daher diamagnetisch.

Das Schema der Fig. 1 zeigt bei Anwendung auf alle Elektronen des Grundzustandes die Bedeutung der einzelnen Elektronenbahnen für die chemische Bindung bei zwei gleichen Atomen. Unter Verallgemeinerung von Betrachtungen bei Mulliken, Heitler, London, Lennard-Jones können wir hier von echter chemischer Bindung oder von Valenzbindung sprechen, wenn der Energiegewinn beim Nähern der beiden Atome auf einer Umordnung in der energetischen Reihenfolge der Elektronenbahnen beruht. Wir werden also in Fig. 1 sagen: Ein Elektron σ_u (1 s) ist für Bindung ungünstig oder lockert eine durch andere Elektronen begünstigte Bindung, weil der entsprechende Term beim Nähern der Kerne höher rückt als andere Terme; ein Elektron σ_g (2 s) oder π_u (2 p) oder σ_g (2 p) oder σ_g (3 s) usw. begünstigt die Bindung; ein Elektron σ_u (2 s), π_g (2 p), σ_u (2 p), σ_u (3 s) ist ungünstig für Bindung. Sprechen wir in diesem Sinne kurz von bindenden und lockernden Elektronen, so hängt die Festigkeit der Bindung grob qualitativ von der Zahl der bindenden Elektronen minus der Zahl der lockernden Elektronen ab. In den Grundzuständen zweier gleicher Edelgasatome ist diese Differenz Null; bei zwei Alkaliatomen im Grundzustande hat jedes ein bindendes Elektron (σ_g^2); bei zwei Erdalkaliatomen im Grundzustande ist die Differenz wieder Null ($\sigma_g^2 \sigma_u^2$); bei zwei N-Atomen im Grundzustande gibt jedes drei bindende Elektronen zur Anordnung $\pi_u^4 \sigma_g^2$; zwei O-Atome geben je drei bindende und ein lockerndes Elektron zur Anordnung $\pi_u^4 \sigma_g^2 \pi_g^2$; zwei F-Atome geben je drei bindende und zwei lockernde Elektronen zur Anordnung $\pi_u^4 \sigma_g^2 \pi_g^4$. Bei angeregten Zuständen ist das Schema der Fig. 1, wie gesagt, etwas abzuändern, es gilt aber die hier gegebene Regel.

V. Rechnungen über zweiatomige Molekeln.

Auf die zahlreichen Berechnungen von Molekeleigenschaften kann ich nur kurz eingehen. Wir haben es da einmal mit allgemeinen Untersuchungen zu tun, wie die verschiedenen Größenordnungen der Kräfte für Näherungsverfahren ausgenützt werden können. Born und Oppenheimer untersuchten das Verhältnis von Elektronenbewegung, Schwingung und Rotation, Heitler und London die Wechselwirkung zweier Atome bei Annäherung, London und Eisenschitz zeigten, wie auch andere als Valenzkräfte bei der Weiterführung der Störungsrechnung ihren Ausdruck finden.

Für spezielle Termberechnungen sind im wesentlichen drei Methoden benutzt worden. Die eine, zuerst von Heitler und London benutzte, geht von den Zuständen zweier getrennter Atome aus und berechnet ihre gegenseitige Störung. So sind Terme von H_2^+ berechnet worden (Morse und Stueckelberg, den Grundzustand hatte schon Burrau auf andere Weise berechnet), der Grundzustand von H_2 (Heitler und London, Sugiura), einige angeregte H_2-Terme (Kemble und Zener) und der Grundterm von Li_2 (Delbrück). Die zweite Methode (nur in wenigen Fällen von Bedeutung) nähert die Molekel von einem Atom her an und berechnet die durch Trennung der Kerne entstehende Störung. So sind H_2^+-Terme (Morse und Stueckelberg) und einige höhere He_2-Terme gerechnet (Fermi). Die dritte Methode benutzt das Ritzsche Variationsverfahren. So sind Terme von H_2^+ berechnet worden (Teller), der Grundterm von H_2 (Wang) und einige angeregte Terme von H_2 (Zener und Guillemin).

W. Weizel (Rostock), Rotationsstruktur leichter Moleküle.

Bei der Untersuchung eines Bandenspektrums ist die Rotationsstruktur der Schlüssel zur Elektronenkonfiguration. Daher kommt es, daß man bei den leichten Molekülen (H_2, He_2 und einige andere) und bei den Hydriden, wo die Rotationsstruktur untersucht ist, über die Elektronenterme gut unterrichtet ist, während bei Molekülen wie CO oder N_2, bei denen nur die Schwingungsstruktur vollständig, die Rotationsstruktur nur zum Teil bekannt ist, noch immer Unklarheiten über die Elektronenzustände bestehen. Ich will kurz andeuten, wie man aus der Rotationsstruktur Schlüsse auf die Elektronenkonfiguration ziehen kann. Der Kürze halber will ich mich dabei hauptsächlich auf die Bestimmung der Nebenquantenzahl l bei leichten Molekülen beschränken, weil dieses Verfahren noch wenig bekannt ist.

Die Rotationsquantenzahl J entspricht dem Gesamtdrehimpuls des Moleküls. J setzt sich vektoriell aus dem Rotationsdrehimpuls $\mathfrak{w}$, dem Spindrehimpuls S und den Elektronenbahndrehimpulsen l der einzelnen Elektronen zu-

sammen. Bei den leichten Molekülen hat nur ein Elektron, das Leuchtelektron, einen von Null verschiedenen l-Wert. Die übrigen Elektronen, die mit den Atomkernen zusammen den Molekülrumpf bilden, sind ohne Bahndrehimpuls.

Unter dem Einfluß elektrischer Kräfte (einer Art innerem Starkeffekt) sucht l um die Molekülachse zu präzessieren und eine gequantelte Komponente Λ nach dieser auszubilden. Zweitens sucht die Rotation eine Präzession von l um die zur Molekülachse senkrechte Rotationsachse hervorzubringen, was zu einer gequantelten Komponente Ω von l nach der Rotation führen würde. Drittens wirken Spin und l bzw. dessen Zeitmittel Λ, so aufeinander, daß der Spin um die Achse mit gequantelter Komponente Σ zu präzessieren sucht. Die Achse allein ist ohne Einfluß auf den Spin. Viertens endlich sucht die Rotation eine Präzession des Spins um die Rotationsachse mit gequantelter Komponente Σ nach ihr hervorzurufen.

Bei leichten Molekülen ist die Wechselwirkung 3 (l und Spin) klein, dagegen wirkt die Rotation stark auf Spin und l (2 und 4). Der Spin stellt sich also stets zur Rotation mit gequantelter Komponente Σ ein. l ist bei kleiner Rotation zur Achse orientiert (Komponente Λ, Hunds Fall b), stellt sich aber bei großer Rotation allmählich zu dieser (Komponente Ω, Hunds Fall d) ein.

Die Rotationsenergie, die man ja aus dem Spektrum entnehmen kann, ist:

$$E_{\mathrm{rot}} = Bm^2 = \begin{cases} B(J+\tfrac{1}{2}{}^{*} - \Sigma)^2 - B\Lambda^2 & \text{Fall b} \\ B(J+\tfrac{1}{2}{}^{*} - \Sigma - \Omega)^2 & \text{Fall d.} \end{cases}$$

* Das Auftreten von $\frac{1}{2}$ ergibt sich bei wellenmechanischer Rechnung.

Da der Spin mit den übrigen Bewegungen im Molekül kaum gekoppelt ist, sind gleichzeitige (zufällige) Änderungen von Σ und anderen Quantenzahlen unwahrscheinlich. $\Delta\Sigma = 0$, J und Σ treten nur in der Verbindung $J - \Sigma$ auf, wofür man eine neue Quantenzahl K einführen kann. Dies zeigt, daß der Spin bei leichten Molekülen gar nicht zur Auswirkung kommt, alle Terme verhalten sich wie Singuletterme.

$$E_{\mathrm{rot}} = \begin{cases} B(K+\tfrac{1}{2})^2 - B\Lambda^2 & \text{Fall b} \\ B(K+\tfrac{1}{2} - \Omega)^2 & \text{Fall d.} \end{cases}$$

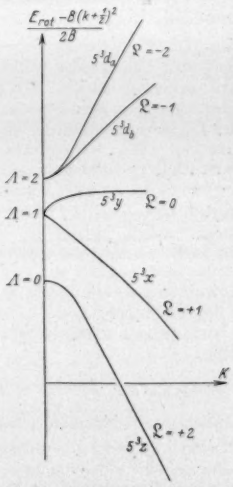
Den Übergang von Fall b nach Fall d nennt man die l-Entkopplung und zwar wollen wir ihn die „selbständige l-Entkopplung" nennen. Bei einer Folge von Rotationstermen erkennt man den Wert, dem Ω bei völliger Entkopplung zustrebt, wenn man:

$$\frac{E_{\mathrm{rot}} - B(K+\tfrac{1}{2})^2}{2B} = -\Omega(K+\tfrac{1}{2}) + \frac{\Omega^2}{2}$$

gegen K aufträgt. Der Tangens des Neigungswinkels der Kurven ist der negative Wert von Ω. In der Figur sind fünf Rotationsfolgen des He_2-Moleküls, nämlich 5^3d_a, 5^3d_b, 5^3y, 5^3x und 5^3z in dieser Weise aufgetragen. Man sieht sofort, daß zu diesen Folgen die Ω-Werte -2, -1, 0, $+1$, $+2$ gehören. Wir werden daraus schließen, daß diese 5 Termfolgen zu einem d-Elektron ($l = 2$) gehören. Wenn dies richtig ist, müssen bei kleiner Rotation, wo sich l zur Achse einstellt, die Λ-Werte ± 2, ± 1 und 0 vorhanden sein. Hier fallen Terme, die sich nur durch das Vorzeichen von Λ unterscheiden, zusammen. Die Λ-Werte lassen sich bekanntlich ebenfalls aus der Rotationsstruktur entnehmen. Da m^2 positiv sein muß, muß

$$(K+\tfrac{1}{2})^2 > \Lambda^2$$

sein, d. h. die Folge der K-Werte beginnt nicht mit Null, sondern mit Λ. Wendet man dies auf die 5 Terme der Figur an, so findet man, daß $\Omega = -2$ und $\Omega = -1$ zu $|\Lambda| = 2$, $\Omega = 0$ und $\Omega = 1$ zu $\Lambda = 1$ und $\Omega = 2$ zu $\Lambda = 0$ gehören. Wir



können also wirklich die d_a, d_b, y, x und z-Terme des Heliums einem d-Elektron mit $l = 2$ zuordnen. Berücksichtigt man die Λ-Werte mit, so kann

man

$$\begin{array}{ccc} z & \text{als} & d\sigma\Sigma \\ x \text{ und } y & \text{als} & d\pi\Pi \\ d_a \text{ und } d_b & \text{als} & d\delta\Delta \end{array}$$

Terme deuten.

In ähnlicher Weise konnten bei allen He_2-Termen und vielen Wasserstofftermen mit Hilfe der l-Entkopplung die Quantenzahlen des Leuchtelektrons bestimmt und so die Terme gedeutet werden. Auch bei einigen anderen Molekülen wie LiH, BeH und MgH ist selbständige l-Entkopplung vorhanden und kann zur Deutung der Terme mit benutzt werden.

Die selbständige l-Entkopplung ist der schon länger bekannten Erscheinung der „σ-Type doublings", die ich hier die „unselbständige l-Entkopplung" nennen möchte, verwandt, aber nicht mit ihr identisch. Die unselbständige l-Entkopplung kommt dadurch zustande, daß der sich zunächst auf die Rotation einstellende Spin, vermöge der bei schwereren Molekülen größeren Wechselwirkung zwischen Spin und l, letzteres nach sich zieht, obwohl l direkt von der Rotation kaum beeinflußt wird. Versuche, auch die unselbständige l-Entkopplung zur Bestimmung der Elektronenquantenzahlen auszunutzen, sind im Gang.

Hans Bauer (Wien), Ein rotierendes Lichtquantenmodell.

Vor etwa Jahresfrist hat R. Fürth auf dem fünften Deutschen Physikertag in Prag und in einigen kurz vorausgegangenen Veröffentlichungen[1]) aus der Hypothese der elementaren Unschärfe der Quantenmechanik einen Schluß auf den Aufbau eines Elementarteilchens (Lichtquantums) gezogen und ein solches als Vereinigung von einem Proton mit einem Elektron zu einem sog. Neutron folgendermaßen beschrieben.

1. Der „Radius" eines solchen Teilchens ist von der Größe der zugehörigen de Broglie- bzw. Lichtwellenlänge λ und es besteht demgemäß für die Radien r_P und r_E von Proton und Elektron, die sich unmittelbar berühren, die Beziehung:

$$r_P + r_E = \lambda = \frac{c}{\nu} \qquad (I)$$

(c = Vakuumlichtgeschwindigkeit, ν = Frequenz.)

2. Die Radien r_P und r_E berechnen sich aus der jedem Bestandteile zukommenden Elementarladung e und den zugehörigen Massen m_P und m_E nach den Formeln:

$$r_P = \frac{e^2}{k m_P c^2}, \qquad r_E = \frac{e^2}{k m_E c^2}, \qquad (II)$$

wobei die Konstante k von der Art der Ladungsverteilung abhängt:

$$\left.\begin{array}{ll} k = \frac{5}{3} & \text{bei homogener Volumladung,} \\ k = 2 & \text{„ Oberflächenladung,} \\ k = \frac{32}{15} & \text{für eine Schrödingersche Ladungswolke} \end{array}\right| \qquad (III)$$

mit einer einem Exponentialgesetze folgenden Ladungsdichte.

3. Die Gesamtenergie des Teilchens wird als Planckscher Energiequantum aufgefaßt und dementsprechend

$$m_P c^2 + m_E c^2 = h\nu \qquad (IV)$$

gesetzt, wobei die verhältnismäßig sehr kleine[1]) potentielle Energie der elektrostatischen Kräfte vernachlässigt erscheint.

Aus den Gleichungen (I) bis (IV) berechnet Fürth das Massenverhältnis $\mu = \frac{m_P}{m_E}$ und findet hiefür mit Einführung der Größe

$$z = \frac{hc}{e^2} = 862 \cdot 64 \pm 0{,}68 \qquad (V)$$

den Wert

$$\mu = \frac{m_P}{m_E} = kz - 2 \qquad (VI)$$

bzw. den Kehrwert hievon, wobei es nach der Natur der Rechnung ausgeschlossen erscheint zu entscheiden, welchem der beiden Bestandteile die größere Masse zukommt. Insbesondere wird für die verschiedenen Ladungsverteilungen (III)

$$\begin{array}{c|c|c|c} k = & \frac{5}{3} & 2 & \frac{32}{15} \\ \mu \sim & 1438 & 1723 & 1838. \end{array} \qquad (VII)$$

Es ergibt sich somit für die einem Exponentialgesetze folgende Schrödingersche Ladungsverteilung ein Wert, der dem tatsächlichen, aus Ablenkungsversuchen ermittelten Größenverhältnis 1846 der Massen von Proton und Elektron in auffälliger Weise nahekommt. Legt man der Berechnung von μ die auf spektroskopischen Messungen beruhenden Werte von R. T. Birge zugrunde, so erhält man nach R. Fürth sogar vollkommene Übereinstimmung (1838).

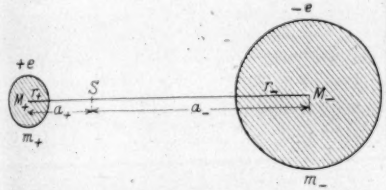
Eine nähere Betrachtung der Fürthschen Darstellung läßt die Tatsache erkennen, daß in die Lösung (VI) für μ die Frequenz ν des Teilchens nicht eingeht, d. h. aber, daß für alle

1) R. Fürth, Physik. Zeitschr. **30**, 895, 1929; Naturwiss. **17**, 688f. u. 728f., 1929; ferner Zeitschr. f. Physik. **57**, 429—446, 1929.

1) Siehe die nachfolgenden Gleichungen (3) und (4) für $\alpha = 1$ im Vereine mit (V).

Lichtquanten, nicht nur für jene besonderen Quanten der Höhenstrahlung, deren Bestandteile gerade die Dimensionen von Proton und Elektron haben, das Massenverhältnis μ unverändert den Wert (VI) hat. Dieser Gedanke soll im folgenden Verwendung finden.

Die eben kurz zusammengefaßte Fürthsche Rechnung legt den Gedanken nahe, einen dynamischen Ausbau seines Modells zu versuchen in der Absicht, die Struktur eines beliebigen Lichtquants der des Bohrschen Wasserstoffatoms nachzubilden. In diesem Sinne soll ein Lichtquantum (Photon) gleich dem Fürthschen Neutron aus zwei Bestandteilen



Lichtquantenmodell: Die beiden elektrischen Bestandteile, die von entgegengesetzt gleichen Ladungen im Betrage je eines Elementarquantums ϵ gebildet werden, jedoch verschiedene Massen m_+ und m_- sowie verschiedene Radien r_+ und r_- besitzen, drehen sich gleichförmig um ihren gemeinsamen Schwerpunkt S.

mit entgegengesetzt gleichen elektrischen Ladungen im Betrage je eines Elementarquantums $\epsilon = 4.77 \cdot 10^{-10}$ elst. E., aber mit verschiedenen Massen m_+ und m_- bestehen, die sich in den Abständen a_+ bzw. a_- um ihren gemeinsamen Schwerpunkt S mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω drehen. (Figur.)

Die Ausdehnung des ganzen Gebildes sei gemäß (I) von der Größenordnung der entsprechenden Lichtwellenlänge λ:

$$a_+ + a_- = \alpha\lambda = \alpha\frac{c}{\nu}, \tag{1}$$

wo α eine später noch näher zu bestimmende Konstante bedeuten soll[1]).

Den früheren Ansatz (II) übernehmen wir unverändert in der Form:

$$r_+ = \frac{\epsilon^2}{k m_+ c^2}, \quad r_- = \frac{\epsilon^2}{k m_- c^2} \tag{2}$$

mit der gleichen Bedeutung der Konstanten k wie unter (III).

Der Energiesatz (IV) erhält mit Berücksichtigung der potentiellen Energie

$$W_{\text{pot.}} = -\frac{\epsilon^2}{a_+ + a_-} = -\frac{\epsilon^2\nu}{\alpha c} \tag{3}$$

die Fassung:

$$(m_+ + m_-)c^2 + W_{\text{pot.}} = h\nu$$

oder im Hinblick auf (1)

$$(m_+ + m_-)c^2 = h\nu\left(1 + \frac{\epsilon^2}{\alpha h c}\right). \tag{4}$$

Aus den dynamischen Verhältnissen des Modells folgt ferner die Gleichgewichtsbedingung:

$$m_+ a_+ w^2 = m_- a_- w^2 = \frac{\epsilon^2}{(a_+ + a_-)^2} = \frac{\epsilon^2\nu^2}{\alpha^2 c^2} \tag{5}$$

bei Beachtung von (1).

Diesen Beziehungen wollen wir nun noch die Forderung hinzufügen, daß das Massenverhältnis $\frac{m_+}{m_-}$ einen vorgegebenen Wert μ haben soll:

$$\frac{m_+}{m_-} = \mu \gg 1. \tag{6}$$

Aus (4) erhalten wir dann sofort:

$$m_+ = \frac{\mu h\nu}{(\mu+1)c^2}\left(1 + \frac{\epsilon^2}{\alpha h c}\right), \tag{7_1}$$

$$m_- = \frac{h\nu}{(\mu+1)c^2}\left(1 + \frac{\epsilon^2}{\alpha h c}\right). \tag{7_2}$$

Bei der Berechnung der Abstände a_+ und a_- beachten wir, daß sich zunächst aus dem ersten Teile von (5) im Vereine mit (6)

$$\frac{a_-}{a_+} = \frac{m_+}{m_-} = \mu \tag{8}$$

ergibt. Im Hinblick auf (1) folgt daraus weiter:

$$a_+ = \frac{\alpha\lambda}{\mu+1} = \frac{\alpha c}{(\mu+1)\nu}, \tag{9_1}$$

$$a_- = \frac{\mu\alpha\lambda}{\mu+1} = \frac{\mu\alpha c}{(\mu+1)\nu}. \tag{9_2}$$

Wir bestimmen ferner die Winkelgeschwindigkeit ω der beiden Bestandteile des Lichtquants mit Hilfe des zweiten Teiles von (5) und mit Rücksicht auf (7_1) und (9_1):

$$\omega^2 = \frac{\epsilon^2\nu^2}{\alpha^2 c^2 m_+ a_+} = \frac{(\mu+1)^2\epsilon^2\nu^2}{\alpha^3 h c \mu\left(1 + \frac{\epsilon^2}{\alpha h c}\right)} =$$

$$= \frac{(\mu+1)^2\nu^2}{\alpha^2\mu\left(1 + \frac{\alpha h c}{\epsilon^2}\right)}$$

oder

$$\omega = \frac{(\mu+1)\nu}{\alpha\sqrt{\mu\left(1 + \frac{\alpha h c}{\epsilon^2}\right)}}. \tag{10}$$

Für die Geschwindigkeiten v_+ und v_- der beiden Komponenten ergeben sich daraus die

1) Es ist natürlich auch denkbar, daß α von der Frequenz ν abhängt.

Formeln:

$$v_+ = a_+\omega = \frac{c}{\sqrt{\mu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)}}, \qquad (11_1)$$

$$v_- = a_-\omega = c\sqrt{\frac{\mu}{1+\frac{\alpha hc}{e^2}}}. \qquad (11_2)$$

Es ist ohne weiteres zu erkennen, daß wegen $\mu > 1$ stets $v_+ < c$ sein muß. Soll auch

$$v_- \leqq c \qquad (12)$$

sein, wie es die spezielle Relativitätstheorie verlangt, so muß

$$1+\frac{\alpha hc}{e^2} \geqq \mu$$

oder

$$\alpha \geqq \frac{e^2}{hc}(\mu-1) = 1{,}16\cdot 10^{-3}(\mu-1) \qquad (13)$$

sein, indem wir beachten, daß $\frac{e^2}{hc}$ der Kehrwert von (V) ist.

Legen wir für μ das Massenverhältnis von Proton und Elektron zugrunde und setzen demgemäß

$$\mu = 1846, \qquad (14)$$

so folgt aus (13)

$$\alpha \geqq 1{,}16\cdot 1{,}845 = 2{,}14 \qquad (13')$$

und aus (1)

$$a_+ + a_- \geqq 2{,}14\,\lambda\!\!\!^{-} = 2{,}14\,\frac{c}{\nu}. \qquad (15)$$

Schreiben wir den beiden Komponenten des Lichtquants eine bestimmte Ladungsverteilung zu, so treten die Gleichungen (2) in Kraft, die uns die Berechnung ihrer Radien r_+ und r_- ermöglichen. Mit Rücksicht auf $(7_1, _2)$ und $(9_1, _2)$ finden wir durch einfache Umformung:

$$r_+ = \frac{(\mu+1)\alpha c}{k\mu\nu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)} = \frac{(\mu+1)^2}{k\mu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)}a_+, \qquad (16_1)$$

$$r_- = \frac{(\mu+1)\alpha c}{k\nu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)} = \frac{(\mu+1)^2}{k\mu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)}a_-. \qquad (16_2)$$

Damit ist es nun auch möglich, unter Beachtung der Drehbewegung unseres Modells den Radius R des Lichtquants selbst zu bestimmen. Mit Hilfe von (1) und (16_2) erhalten wir:

$$R = a_- + r_- = \frac{\mu\alpha c}{(\mu+1)\nu}\left[1+\frac{(\mu+1)^2}{k\mu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)}\right]. \qquad (17)$$

Verlangen wir insbesondere, daß etwa

$$R = 4\,\frac{c}{\nu} = 4\,\lambda\!\!\!^{-} \qquad (18)$$

sein solle [die Forderung: $R \leqq 3\,\lambda\!\!\!^{-}$ ist, wie aus (13) durch Näherung für große μ leicht zu errechnen, nur für $\mu \leqq \frac{2588}{1+\frac{1}{k}}$ erfüllbar, kommt also im Hinblick auf (14) und (III) nicht in Betracht!], so folgt aus (17) zur Bestimmung von α die Gleichung:

$$1+\frac{(\mu+1)^2}{k\mu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right)} = \frac{4(\mu+1)}{\mu\alpha}, \qquad (19)$$

die wir näherungsweise für große Werte von μ lösen wollen. Indem wir beachten, daß zufolge (13) mit μ auch $\frac{\alpha hc}{e^2} >> 1$ wird, gewinnen wir aus (19) die Näherungsgleichung:

$$1+\frac{\mu e^2}{k\alpha hc} \sim \frac{4}{\alpha}$$

oder

$$\alpha \sim 4 - \frac{\mu e^2}{khc} = 4 - 1{,}16\cdot 10^{-3}\,\frac{\mu}{k}. \qquad (19')$$

Setzen wir hierin $\mu = 1846$ und für k die Werte (III), so ergibt sich die folgende Zuordnung:

$k =$	$\frac{5}{3}$	2	$\frac{32}{15}$
$\alpha \sim$	$2{,}72$	$2{,}93$	$2{,}99 \sim 3$.

(20)

Da die beiden rotierenden Bestandteile des Lichtquants einander höchstens berühren, jedoch nicht übereinandergreifen sollen, so muß jedenfalls

$$r_+ \leqq a_+, \quad r_- \leqq a_- \qquad (21)$$

sein, was im Hinblick auf $(16_1, _2)$ mit der Ungleichung

$$k\mu\left(1+\frac{\alpha hc}{e^2}\right) \geqq (\mu+1)^2$$

oder

$$\alpha \geqq \frac{e^2}{hc}\left[\frac{(\mu+1)^2}{k\mu} - 1\right] \qquad (22)$$

gleichbedeutend ist. Soll auch noch im Grenzfalle der gegenseitigen Berührung beider Komponenten die Bedingung (12) und in deren Folge (13) erfüllt sein, so muß insbesondere

$$\frac{(\mu+1)^2}{k\mu} \geqq \mu$$

oder

$$k \leqq \left(\frac{\mu+1}{\mu}\right)^2 = 1 + \frac{2}{\mu} + \frac{1}{\mu^2} \qquad (23)$$

sein, d. h. für große Werte von μ darf k nur

sehr wenig größer als 1 sein. Das ergäbe für $\mu = 1846$

$$k \leqq 1{,}0011. \tag{23'}$$

Dieser Wert weicht jedoch stark von den unter (III) angeführten Ladungsverteilungen ab. Für diese, deren k-Werte sämtlich größer sind, ist mit (13) ohne weiteres auch schon Ungleichung (19) erfüllt und somit

$$r_{\pm} < a_{\pm},$$

d. h. die beiden Komponenten halten voneinander einen gewissen Abstand.

Es mag noch von besonderem Interesse sein, jenem Grenzfalle[1]) von (12) ein Augenmerk zuzuwenden, in dem die negative Komponente mit Lichtgeschwindigkeit rotiert:

$$v_-^* = c. \tag{12'}$$

Es muß dann zufolge (13)

$$a^* = \frac{e^2}{hc}(\mu - 1) \text{ oder } 1 + \frac{a^* hc}{e^2} = \mu \tag{13'}$$

sein und wir erhalten die folgenden Sonderformeln:

$$m_+^* = \frac{\mu h\nu}{(\mu+1)c^2}\left(1 + \frac{1}{\mu - 1}\right) = \frac{\mu^2 h\nu}{(\mu^2-1)c^2}, \tag{7_1'}$$

$$m_-^* = \frac{m_+^*}{\mu} = \frac{\mu h\nu}{(\mu^2-1)c^2}; \tag{7_2'}$$

$$a_+^* = \frac{e^2(\mu-1)}{(\mu+1)h\nu} = \frac{(\mu-1)e^2}{(\mu+1)hc}\lambda, \tag{9_1'}$$

$$a_-^* = \mu a_+^* = \frac{e^2\mu(\mu-1)}{(\mu+1)h\nu} = \frac{\mu(\mu-1)e^2}{(\mu+1)hc}\lambda; \tag{9_2'}$$

$$\omega^* = \frac{(\mu+1)hc\nu}{\mu(\mu-1)e^2}; \tag{10'}$$

$$v_+^* = \frac{c}{\mu}, \quad v_-^* = c; \tag{11_{1,2}'}$$

$$r_+^* = \frac{(\mu^2-1)e^2}{k\mu^2 h\nu} = \frac{(\mu+1)^2}{k\mu^2} a_+^*, \tag{16_1'}$$

$$r_-^* = \mu r_+^* = \frac{(\mu^2-1)e^2}{k\mu h\nu} = \frac{(\mu+1)^2}{k\mu^2} a_-^*; \tag{16_2'}$$

$$R^* = \frac{\mu(\mu-1)e^2}{(\mu+1)h\nu}\left[1 + \frac{(\mu+1)^2}{k\mu^2}\right] = \frac{\mu(\mu-1)e^2}{(\mu+1)hc}\left[1 + \frac{(\mu+1)^2}{k\mu^2}\right]\lambda. \tag{17'}$$

Aus (17') ergibt sich näherungsweise für große Werte von μ mit Beachtung von (V) bzw. (13):

$$R^* \sim \frac{\mu e^2}{hc}\left(1 + \frac{1}{k}\right)\lambda = 1{,}16 \cdot 10^{-3}\mu\left(1 + \frac{1}{k}\right)\lambda. \tag{17''}$$

[1]) Wir kennzeichnen diesen im folgenden durch ein den darauf bezüglichen Größen beigesetztes Sternchen.

Setzen wir insbesondere $\mu = 1846$ und wählen wir für k die Werte (III), so folgt aus (17''):

$$R^* \sim 2{,}14\left(1 + \frac{1}{k}\right)\lambda \tag{17'''}$$

und zwar für

$k =$	$\frac{5}{3}$	2	$\frac{32}{15}$
$\frac{R^*}{\lambda} \sim$	3,42	3,20	3,14.

(17'''')

Fragen wir ferner nach jenem Werte von k, für den

$$R^* = 4\lambda \tag{18}$$

wird, so liefert uns (17'') hierfür die Bestimmungsgleichung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{k} &\sim \frac{4hc}{\mu e^2} - 1 = \frac{3451}{\mu} - 1, \\ k &\sim \frac{\mu}{3451 - \mu}, \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

woraus für $\mu = 1846$

$$k \sim 1{,}15 \tag{24'}$$

folgt.

Es liegt schließlich nahe, auch noch den Drehimpuls p unseres Lichtquantenmodells zu berechnen und ihn mit dem des Bohrschen Wasserstoffatoms zu vergleichen. Wir finden zunächst

$$p = m_+ a_+ v_+ + m_- a_- v_- = m_+ v_+ (a_+ + a_-), \tag{25}$$

woraus im Hinblicke auf (7_1), (11_1) und (1)

$$p = \frac{h}{\mu+1} \cdot \frac{e^2}{hc}\sqrt{\mu\left(1 + \frac{ahc}{e^2}\right)} \tag{26}$$

folgt. Im Grenzfalle $v_-^* = c$ wird zufolge (13') insbesondere

$$p^* = \frac{h\mu}{\mu+1} \cdot \frac{e^2}{hc} \sim \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi e^2}{hc}, \tag{26'}$$

wenn $\mu >> 1$; d. h. für große Werte von μ wird p^* praktisch von μ unabhängig.

Stellen wir diesem Werte p^* den Drehimpuls p_H des Bohrschen Wasserstoffatoms im Grundzustande

$$p_H = \frac{h}{2\pi} \tag{27}$$

gegenüber, so ist offenbar

$$p^* = p_H \cdot \frac{\mu}{\mu+1} \cdot \frac{2\pi e^2}{hc} \sim p_H \cdot \alpha_1, \tag{28}$$

wobei

$$\alpha_1 = \frac{2\pi e^2}{hc} = 7{,}30 \cdot 10^{-3} \tag{29}$$

die bekannte Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante darstellt. Für große μ bedeutet diese somit näherungsweise das Verhältnis des

Drehimpulses p^* des Lichtquants zu dem des Wasserstoffelektrons im Grundzustande.

Aus dem eben Gesagten folgt einerseits mit Rücksicht auf die Ungleichung (13), daß p^* den kleinstmöglichen Wert von p angibt, andererseits leuchtet es ein, daß unser Modell den Wert p_H des Wasserstoffatoms nicht erreichen kann, ohne seine Lichtquantennatur einzubüßen:

$$p^* \leqq p < p_H . \qquad (30)$$

Es ist ferner besonders zu beachten, daß p gemäß (26) unabhängig von der Frequenz ν erscheint, d. h. daß der Drehimpuls aller Lichtquanten derselbe ist, sofern wir nicht die Möglichkeit zulassen, daß a selbst eine Funktion von ν ist. Für a ergeben sich aus (30) im Vereine mit (26), (26′) und (27) die Grenzen:

$$\frac{e^2}{\hbar c}(\mu - 1) \leqq a < \frac{e^2}{\hbar c}\left[\frac{(\mu+1)^2}{\mu}\cdot\left(\frac{\hbar c}{2\pi e^2}\right)^2 - 1\right] \qquad (31)$$

und näherungsweise für große μ mit Benützung von (29)

$$\frac{\mu a_1}{2\pi} \leqq a < \frac{\mu}{2\pi a_1}, \qquad (31')$$

woraus insbesondere für $\mu = 1846$ und $a_1 = 7{,}3 \cdot 10^{-3}$

$$2{,}14 \leqq a < 4{,}10^4 \qquad (31'')$$

folgt.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Versuch dar, die Gesetze der relativistischen Mechanik auf die Lichtquanten anzuwenden und dabei Möglichkeiten in Betracht zu ziehen, die sich aus einer sinngemäßen Nachbildung des Bohrschen Wasserstoffatoms ergeben. Es wäre von besonderem Interesse festzustellen, ob vielleicht gerade dem Grenzfalle $v_-^* = c$ physikalische Bedeutung zukommt.

Zusammenfassung.

Im Anschlusse an ein von R. Fürth vorgeschlagenes Modell eines Elementarteilchens (Neutron) wird ein rotierendes Lichtquantenmodell (siehe Fig.) beschrieben, das dem Bohrschen Wasserstoffatom nachgebildet ist. Es setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen die entgegengesetzte elektrische Ladung im Betrage je eines Elementarquantums e tragen, jedoch verschiedene Massen m_+ und m_- von vorgegebenem Größenverhältnisse μ [Gl. (6), im besonderen gleich 1846, dem Massenverhältnis von Proton und Elektron] besitzen und sich um ihren gemeinsamen Schwerpunkt mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω drehen. Die Ausdehnung des Modells wird von der Größenordnung der entsprechenden Lichtwellenlänge λ angenommen und durch eine Konstante a [Gl. (1)] näher bestimmt, deren Größe später durch die Ungleichung (13) eingeschränkt wird, die aus der Forderung hervorgeht, daß die Drehgeschwindigkeit v_- des negativen Bestandteils den Betrag der Vakuumlichtgeschwindigkeit c nicht überschreiten soll. Mit Hilfe der Schwerpunktsabstände a_+ und a_- [Gl. $(9_1, _2)$] und der Radien r_+ und r_- [Gl. $(16_1, _2)$] der beiden Komponenten wird der Radius R [Gl. (17)] des Lichtquantums selbst berechnet und für den Fall $R = 4\lambda$ [Gl. (18)] die Abhängigkeit der Konstanten a von der Ladungsverteilung in den beiden Bestandteilen [beschrieben durch die Konstante k gemäß (III)] untersucht [Gl. (19′) und Tabelle (20) für $\mu = 1846$]. Es wird ferner der Umstand, daß $r_+ \leqq a_+$ sein soll, erörtert und der Grenzfall $v_-^* = c$ einer besonderen Betrachtung unterzogen.

Zum Schlusse wird der Drehimpuls p des Lichtquantenmodells berechnet [Gl. (26)] und mit dem des Bohrschen Wasserstoffatoms im Grundzustande verglichen.

Ernst Reichenbächer (Königsberg), Die Diracsche Wellengleichung I. Ordnung mit zwei Komponenten.

Die Diracsche Erklärung der früher auf das rotierende Elektron zurückgeführten Erscheinungen durch Ersetzung der Schrödingerschen Wellengleichung II. Ordnung durch mehrere von der I. Ordnung führt zwar in ihren praktischen Anwendungen zu hervorragenden Erfolgen, leidet aber theoretisch an zwei grundsätzlichen Mängeln, die z. T. von Dirac selbst als solche erkannt und betont worden sind. Erstens lassen seine Gleichungen Übergangsmöglichkeiten zwischen Zuständen positiver und negativer Energie zu, die als Umladungen der Elementarteilchen gedeutet werden müssen, die doch nicht beobachtet sind und auch grundsätzlich als unwahrscheinlich gelten müssen. Zweitens aber ist er gezwungen, als Ersatz der einen Differentialgleichung II. Ordnung vier Gleichungen von der I. Ordnung — und damit auch vier Wellenfunktionen — anzunehmen, während man doch glauben sollte, mit zwei auszukommen. Die Deutung dieser Vierzahl von Wellenfunktionen ist schwierig, und es erscheint wohl als der beste Ausweg, zwei von ihnen dem negativen Elektron, zwei dem positiven Proton zuzuschreiben. Dem steht aber im Wege, daß die durchgerechneten Beispiele nachträglich die Zahl der Wellenfunktionen wieder auf zwei herabsetzen, indem sich zwei Paare von völlig gleichlautenden

Gleichungen ergeben. Das scheint allgemein gültig zu sein, da v. Neumann[1]) gezeigt hat, daß die Zahl der linear unabhängigen Gleichungen in der Diracschen Theorie nur zwei beträgt. Danach würde ein 50proz. Leerlauf bestehen, dessen Vermeidung wünschenswert erscheint.

Daher hatte ich es mir zum Ziel gesetzt, den Ersatz der Schrödingerschen Gleichung durch nur zwei Differentialgleichungen I. Ordnung zu versuchen, und es ist mir in mehreren in der Zeitschr. f. Phys. erschienenen Arbeiten[2]) gelungen, dieses Ziel zu erreichen. Wie nicht anders zu erwarten war, ist der Ersatz der Gleichung II. Ordnung nicht ohne kleine Abänderungen oder Zusatzglieder möglich, wie das ja auch bei Dirac der Fall ist, wo gerade das Auftreten dieser Zusatzglieder zu einer ungezwungenen Erklärung des Elektronendralls geführt hat. Die Auflösung der Gleichung II. Ordnung in solche der I. Ordnung hat also bei Dirac mit voller mathematischer Notwendigkeit zu den Spin-Gliedern geführt. Nun zeigt sich aber bei meiner Durchrechnung[3]) der zweikomponentigen Gleichungen I. Ordnung, daß es mit dem Auftreten dieser Spinglieder, die natürlich in derselben Weise vorkommen, nicht sein Bewenden hat.

1) J. v. Neumann, Einige Bemerkungen usw. Zeitschr. f. Phys. **48**, 868, 1928.

2) E. Reichenbächer, Eine wellenmechanische Zweikomponententheorie I und II. Zeitschr. f. Phys. **58**, 402, 1929 und **61**, 490, 1930, und Die Eichinvarianz in der Wellengleichung. Zeitschr. f. Phys. **62**, 412, 1930.

3) Die Wellengleichung II. Ordnung lautet bei mir in allgemein kovarianter Gestalt, wenn man von einem Teilgliede mit etwas komplizierterem Bau absieht, das durch einen passenden Ansatz für das Gravitationsfeld zum Verschwinden gebracht werden kann:

$$\left[\mathrm{Div\,Grad} + {}^1/_2 (f^\varkappa \pm q^\varkappa)\frac{\bar{c}}{\bar{c}\,x^\varkappa} + {}^1/_4\,\mathrm{Div}\,(f \pm q) + \frac{1}{16}(f \pm q)^2 - \frac{1}{6}R + \left|\sqrt{-\frac{1}{32}(f^2 + ff^*)}\right|\right]\Psi_\pm = 0;$$

sie ergibt sich durch Elimination aus den zwei Gleichungen I. Ordnung:

$$\left(k_1^\varkappa + i k_4^\varkappa\right)\left[\frac{\bar{c}}{\bar{c}\,x^\varkappa} + {}^1/_4 (f_\varkappa + q_\varkappa + 2ie_\varkappa)\right]\Psi_+ + \left(i k_2^\varkappa + k_3^\varkappa\right)\left[\frac{\bar{c}}{\bar{c}\,x^\varkappa} + {}^1/_4 (f_\varkappa - q_\varkappa - 2ie_\varkappa)\right]\Psi_- = 0$$

und

$$\left(i k_2^\varkappa - k_3^\varkappa\right)\left[\frac{\bar{c}}{\bar{c}\,x^\varkappa} + {}^1/_4 (f_\varkappa + q_\varkappa + 2ie_\varkappa)\right]\Psi_+ + \left(k_1^\varkappa - i k_4^\varkappa\right)\left[\frac{\bar{c}}{\bar{c}\,x^\varkappa} + {}^1/_4 (f_\varkappa - q_\varkappa - 2ie_\varkappa)\right]\Psi_- = 0$$

mit

$$e^\varkappa = \left[\frac{f^{\varkappa\lambda} + f^{\varkappa\lambda *}}{\frac{1}{2}(f^2 + ff^*)}\right]_\lambda.$$

Neben diesen Gliedern, die als Faktoren der Wellenfunktion selbst erscheinen und daher als von der nullten Ordnung bezeichnet werden können, treten schon in den Gliedern I. Ordnung, also in den Faktoren der ersten Differentialquotienten, Zusatzterme auf, deren Vorzeichen wechselt, wenn man die zu eliminierende Funktion wechselt. Gleichzeitig damit wechselt auch das Vorzeichen gewisser Teile im Gliede nullter Ordnung, die neben dem Spinglied auftreten, dessen Vorzeichenwechsel sich davon unabhängig zeigt; denn er ist in dem Auftreten einer Quadratwurzel in der allgemein kovarianten Fassung der Gleichung II. Ordnung begründet, deren Vorzeichenwahl von dem Zusatzgliede I. Ordnung, das von mir mit q bezeichnet ist, nicht beeinflußt wird, da ja unter der Quadratwurzel die q-Größen gar nicht vorkommen.

Neben diesen Gliedern doppelter Art mit wechselndem Vorzeichen treten auch noch solche mit unveränderlichem Vorzeichen auf, die, soweit sie von der nullten Ordnung sind, das Massenglied der Schrödingerschen Gleichung ersetzen. Da die Gleichungen allgemein kovariant sind, müssen diese Glieder Skalare des elektromagnetischen und des Gravitationsfeldes sein; sie verschwinden daher mit diesen Feldern, und dies Nullwerden des Massengliedes im Fall der Abwesenheit von Feldern, also der speziellen Relativität, hat Dirac zu seiner Vierkomponententheorie geführt.

Mathematisch zeigt sich also die Möglichkeit der Auflösung einer Differentialgleichung II. Ordnung, die wie die Schrödingersche Wellengleichung in einem allgemeinen elektromagnetischen und Gravitationsfelde gebaut ist, in zwei Differentialgleichungen I. Ordnung mit zwei unabhängigen Funktionen, wenn man die Ergänzung der Schrödingergleichung durch die Zusatzglieder doppelter Art mit wechselndem Vorzeichen und das Verschwinden des Massengliedes bei Abwesenheit des Feldes zuläßt.

Es fragt sich nun, was diese mathematische Möglichkeit für eine physikalische Bedeutung haben kann. In dieser Hinsicht muß zunächst dem Einwand Rechnung getragen werden, daß bei Abwesenheit des Feldes, insbesondere des Gravitationsfeldes, das Massenglied verschwindet, was der Erfahrung widerspräche und durch die Erfolge Diracs widerlegt würde, der in seiner speziell-relativistisch gefaßten Gleichung ein Massenglied benutzt, das nach der Zweikomponententheorie unmöglich wäre. Dem ist entgegenzuhalten, daß die Diracsche Theorie trotz ihrer unleugbar ganz erheblichen praktischen Erfolge theoretisch auf keinen Fall als das letzte Wort angesehen werden kann, das in dieser Sache gesprochen werden kann; zu den oben schon be-

sprochenen theoretischen Mängeln dieser Theorie kommt noch die Einführung des Massengliedes in die Differentialgleichung ohne weitere Begründung. Die Überlegungen der allgemeinen Relativitätstheorie haben die innige Verbundenheit der Masse mit dem Gravitationsfelde gezeigt, ohne das sie einfach nicht denkbar ist. Insofern befriedigt die Zweikomponententheorie mehr als die vierkomponentige Diracs, der die Masse auch ohne Feld benutzt, da sie in der neuen Theorie als Erzeugnis des Feldes auftritt. Die Massenverschiedenheit der Elektronen und Protonen wird sich auf Grund der Diracschen Fassung der Theorie trotz seiner neueren Versuche wohl kaum aufklären lassen; dagegen liegt in der zweikomponentigen Fassung wegen ihrer allgemein kovarianten Gestalt hierzu wohl die Möglichkeit vor. Am einfachsten wäre die Deutung der Massenverschiedenheit auf Grund der von q abhängigen Glieder $^1/_4$ Div. q oder $^1/_8 f \cdot q$, die ihr Vorzeichen wechseln, und zwar unabhängig von der Quadratwurzel, die das Spinglied enthält.

Abgesehen hiervon fragt es sich weiter, was es mit den q-Gliedern physikalisch wohl auf sich haben mag. Sie treten mit + oder — zu dem elektromagnetischen Feldpotential hinzu, das demnach für die beiden Teilchen, auf die sich die beiden Komponenten der Wellenfunktion beziehen, dadurch in entgegengesetzter Weise abgeändert wird. Das legt die Vermutung nahe, daß es sich eben um zwei verschiedene Teilchen handelt, die wegen des entgegengesetzten Vorzeichens des Zusatzgliedes q entgegengesetzt geladen sind. Es würde sich also die eine Wellenfunktion auf das Elektron, die andere auf das Proton beziehen. Beide besitzen den links oder rechts gerichteten Spin, weil in die Gleichung für jede der beiden Funktionen noch die Quadratwurzel $\sqrt{-\,^1/_{32}(f^2 + ff^*)}$ mit beliebigem Vorzeichen eingeht.

Wenn das Koordinatensystem orthogonal ist, ist eine Lösung der für q bestehenden Differentialgleichungen möglich; man kann also insbesondere den zentralsymmetrischen Fall durchrechnen. In diesem verschwinden nicht alle Komponenten von q, so daß Abweichungen gegen die übliche Theorie auftreten, wenn man die Feldpotentiale f in gewöhnlicher Weise ansetzt. Diese Abweichungen lassen sich vermeiden, wenn man den üblichen Ansatz nicht für f, sondern für die Differenz $f - q$ macht; dann kommt wenigstens für das Elektron die richtige Schrödingersche Gleichung mit positivem oder negativem Spinglied heraus, dessen Abhängigkeit vom Radiusvektor sich auch ähnlich wie bei Pauli und Dirac ergibt. Für die zweite Wellenfunktion, in deren Gleichung das Vierpotential $f + q$ eingeht, ergibt sich dagegen eine ganz andere Gesetzmäßigkeit. Dies Verhalten kann man so deuten, daß für das Elektron im Zentralfeld, wie es z. B. im Wasserstoffatom vorliegt, dies Zentralfeld wenigstens annähernd kugelsymmetrisch ist; man muß nur von der Mitbewegung des Kerns absehen, und dieser Vereinfachung wird wahrscheinlich durch den Einsatz von $f - q$ für f Rechnung getragen. Der Kern selbst aber, also das Proton, würde sich im Felde des Elektrons bewegen, und das kann nicht gleichzeitig auch als kugelsymmetrisch angesehen werden.

Daraus ist zu schließen, daß der kugelsymmetrische Ansatz selbst für den einfachen Fall des Zweikörperproblems nicht genügt, wenn man diesen in aller Genauigkeit behandeln will. Das ist aber schon seit langem aus der Relativitätstheorie bekannt; man muß sich eben mit Annäherungen behelfen. Die volle Erkenntnis kann erst dann kommen, wenn es gelingt, einen Ansatz für das kombinierte elektromagnetische und Gravitationsfeld zu machen, der für jeden Fall zutrifft. Dann steht auch zu hoffen, daß die Krümmungsgrößen, die in die allgemein kovariante Schrödingergleichung an Stelle des Massengliedes eingehen, so bestimmt werden, daß sich die beiden verschiedenen Werte für das Elektron und das Proton ergeben.

R. Conrad, Über das Auftreten von doppelt positiv geladenen Molekülen im Kanalstrahl.

(Mit Tafel XXVII und XXVIII.)

Bei der elektro-magnetischen Analyse der im Kanalstrahl vorhandenen Ionenarten nach der einfachen Parabelmethode oder mit dem Astonschen Massenspektrographen galt bisher die empirisch gefundene Regel, daß zwar Atome leicht mit doppelter und in einigen Fällen mehrfacher Ladung auftreten können, daß jedoch Moleküle nur einfach geladen vorkommen[1]). Als einzige Ausnahme von dieser Regel veröffentlichte Aston[2]) 1920 die Beobachtung, daß BF_3 doppelt geladen auftreten könne. Gleichzeitig beobachtete er eine scheinbare Masse 6,5 und diskutierte ohne weiteres die Möglichkeit eines doppelt geladenen CH-Moleküls, ohne jedoch zu einer Entscheidung zu kommen. Die Frage nach der Gültigkeit jener Regel von der Nichtexistenz doppelt geladener Moleküle ist deshalb von Bedeutung, weil sie zur Identifizierung der Atomparabeln häufig benutzt wurde; ja man ist in letzter Zeit so weit gegangen, auf ihre Gültigkeit den Nachweis schwacher Isotope beim Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff zu basie-

1) W. Wien, Kanalstrahlen, Leipzig 1923, S. 125.
2) F. W. Aston, Phil. Mag. **40**, 628, 1920.

ren[1]). Demgegenüber wurde im Zusammenhang mit Untersuchungen an Kohlenwasserstoffen im Kanalstrahl[2]), die mit O. Eisenhut gemeinsam ausgeführt wurden, in zahlreichen Fällen die Existenz doppelt positiv geladener Moleküle im Kanalstrahl festgestellt, worüber an dieser Stelle berichtet werden soll.

Die photographischen Aufnahmen der Kanalstrahlparabeln wurden mit der gleichen Apparatur gemacht, die in der mit O. Eisenhut gemeinsam ausgeführten Untersuchung über Kohlenwasserstoffe benutzt wurde. Eine Beschreibung der Apparatur, die damals nicht gegeben wurde, möge hier folgen, zumal sie einen Fortschritt gegenüber bisher benutzten Parabelapparaturen bedeutet. Die wesentliche Abweichung vom bisher Üblichen liegt im Ersatz des „Kanals" oder der Kapillaren, die zum Ausblenden des Strahlbündels dient, durch zwei Blenden (Fig. 1), eine Anordnung, wie sie ähnlich auch Aston bei seinem Massenspektrographen verwendet.

Die Blenden sind mit der Kathode zusammen auf einem Tragrohr montiert, das herausgenommen und in genau der gleichen Lage wieder eingesetzt werden kann. Dadurch hat man gegenüber dem festmontierten Kanal den Vorteil der bequemen Auswechselbarkeit der Blenden; außerdem kann man das Strahlbündel praktisch unendlich scharf machen, da man ja beliebig kleine Blenden wählen und sie weit auseinander setzen kann. Hier wurden im allgemeinen Blenden von

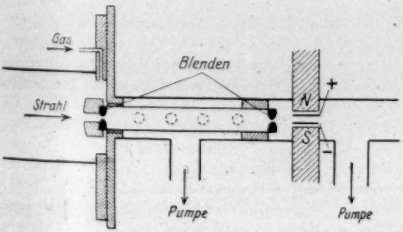


Fig. 1.

0,1 mm Durchmesser verwendet, die 20 cm Abstand voneinander hatten. Ein Nachteil der kurzen Blenden gegenüber einer langen Kapillaren liegt in der Schwierigkeit, den Druckunterschied zwischen Entladungs- und Beobachtungsraum aufrechtzuerhalten. Die Schärfe der Parabeln hängt ja wesentlich von der Güte des Vakuums im Beobachtungsraum ab. Diese Schwierigkeit wird durch die modernen leistungsfähigen Diffusionspumpen bei Verwendung kurzer und weiter Glasverbindungen ziemlich gut überwunden. Das zu untersuchende Gas strömt wie üblich durch eine Kapillare an der Kathode in die Entladungsröhre und wird hinter der Anode wieder abgesaugt. Dicht hinter der zweiten

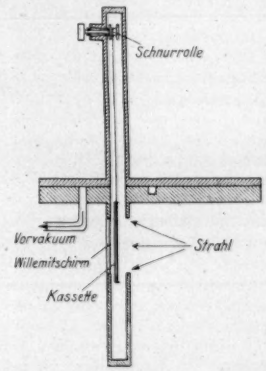


Fig. 2.

Blende liegen die ablenkenden Felder, und in 20 cm Abstand von ihnen befindet sich die photographische Platte. Als Aufnahmematerial diente wiederum die für Kanalstrahlen vorzüglich geeignete Agfa-Autolith-Platte.

Um Platten auswechseln zu können, ohne Luft in die Apparatur zu lassen, wurde eine Plattenschleuse konstruiert, deren Wirkungsweise aus der Fig. 2 ersichtlich ist.

Sie besteht aus zwei Einzelkästen, die mit Hilfe zweier geschliffener und gefetteter Platten gegeneinander zu verschieben sind. Die belichtete Platte wird durch eine Schnurrolle in den oberen Kasten gezogen, dieser wird gegen den unteren verschoben, bis die Platte ins Freie heruntergelassen und ausgewechselt werden kann. Hierbei wird der untere Kasten durch die geschliffene Platte des oberen Kastens noch völlig verschlossen. Mit der neuen Platte wird der obere Kasten zunächst über eine Vorvakuumrille geschoben, ausgepumpt und schließlich wieder in die Anfangsstellung gebracht. Daß trotz des verwendeten Fettes und der dünnen Blenden das Vakuum im Beobachtungsraum ausgezeichnet ist, zeigt die Schärfe der erhaltenen Parabeln und das Fehlen jeglicher Sekundärlinien, wie an Fig. 3, Tafel XXVII, einer Aufnahme von Methan mit etwas Luft, zu sehen ist. An ihr möge auch das Wesentliche der Methode erläutert werden.

1) E. Rüchardt, Naturw. **18**, 534, 1930, H. 22.
2) O. Eisenhut u. R. Conrad, Vortrag auf der Tagung der Deutschen Bunsengesellschaft 1930, erscheint in der Zeitschr. f. Elektrochem.

Die magnetische und die elektrische Ablenkung erfolgen senkrecht zueinander. Die magnetische Achse des Koordinatensystems ist durch kurze Exposition beim elektrischen Feld o mit aufgenommen. Jede Parabel stellt den geometrischen Ort für alle Teilchen mit gleichem m/e dar, und zwar mit längs der Parabel abnehmender kinetischer Energie. Da die elektrische Ablenkung der kinetischen Energie[1]) der Teilchen umgekehrt proportional ist, müssen alle Teilchen gleicher kinetischer Energie auf den verschiedenen Parabeln auf einer Parallelen zur magnetischen Ablenkungsrichtung liegen. Auf Fig. 3 fällt in die Augen, daß alle Parabelköpfe genau auf einer solchen Parallelen zur magnetischen Ablenkungsrichtung liegen. D. h. also, daß die größte kinetische Energie, die die Teilchen bekommen haben, für alle Ionenarten genau die gleiche ist. Sie entspricht etwa 70 Proz. der an die Röhre gelegten Spannungsdifferenz.

Vereinzelte Parabeln zeigen nun Verlängerungen über diese Linie der maximalen kinetischen Energie hinaus, und zwar in den meisten Fällen genau bis zum halben Abstand zwischen dieser Linie und der magnetischen Achse. Die Deutung dieser Verlängerungen ist bekanntlich folgende: Teilchen einer bestimmten Masse haben mit doppelter positiver Ladung die Entladungsbahn ganz oder teilweise durchlaufen und daher entsprechend ihren zwei Ladungen eine im günstigsten Falle doppelt so große kinetische Energie erhalten wie einfach geladene Teilchen der gleichen Masse. Verliert ein solches doppelt geladenes Teilchen zwischen Kathode und analysierendem Feld eine von seinen zwei Ladungen, dann wird es bei der Ablenkung auf die Parabel der einfach geladenen Teilchen der gleichen Masse kommen. Da es aber eine größere kinetische Energie (bis zur doppelten) als die maximale kinetische Energie der einfach geladenen Teilchen hat, wird es nur eine halb so große elektrische Ablenkung erfahren, wie die entsprechenden einfach geladenen Teilchen: Die betreffende Parabel zeigt die erwähnte Verlängerung. Diese Verlängerungen sind also ein sicherer Hinweis darauf, daß die betreffenden Teilchen in der Entladung einmal zwei positive Ladungen besessen haben. Daß diese Deutung richtig ist, zeigt die Tatsache, daß man zu jeder Parabel, die eine solche Verlängerung aufweist, eine Parabel findet, die dem halben m/e, also der gleichen Masse mit der doppelten Ladung entspricht, und die demnach von doppelt geladenen Teilchen herrührt, die ihre zweite Ladung auch im analysierenden Feld behalten haben.

1) Genauer $\frac{mv^2}{e}$.

In dieser Zuordnung der Verlängerungen an einzelnen Parabeln zu Parabeln der halben Massenzahl und damit der Möglichkeit, doppelt geladene Teilchen mit Sicherheit festzustellen, liegt ein sehr wesentlicher Vorteil der Parabelmethode gegenüber der Astonschen Methode der Massenspektroskopie, bei der eine Trennung nach Geschwindigkeiten, die uns hier so große Dienste leistet, gerade vermieden wird.

Die besprochenen Parabelverlängerungen oder Vorstöße sind nun in älteren Arbeiten[1]) immer nur an Atomparabeln festgestellt worden, ja man konnte sogar soweit gehen, sie als ein Kennzeichen der den Atomen zuzuordnenden Parabeln anzusehen. Als Ausnahme führt schon J. J. Thomson die Parabel 28 (CO) an, bei der er in einigen Fällen auch solche Verlängerungen gefunden hat.

Auf einer Reihe von Aufnahmen, die wir bei Füllung der Röhre mit reinen Kohlenwasserstoffen erhielten[2]), zeigten einige Parabeln, die nicht ohne weiteres bekannten Atomen zuzuordnen waren, solche Verlängerungen. So sieht man auf Fig. 3 an der mit CH bezeichneten Parabel deutlich einen Vorstoß, ebenso in der C_3-Gruppe an der nicht näher bezeichneten Parabel 40. Die Parabeln mit dem halben m/e, also 6,5 und 20 sind auch vorhanden. Hat die Regel von der Nichtexistenz doppelt geladener Moleküle Gültigkeit, so kann z. B. die Verlängerung an der mit CH bezeichneten Parabel nicht von einem doppelt geladenen CH-Molekül herrühren, sondern es muß ein Atom der Masse 13 vorhanden sein, etwa das Kohlenstoffisotop C^{13}. Die Parabel 40 müßte als Ca oder Ar gedeutet werden, was hier jedoch ziemlich unwahrscheinlich ist. Nun zeigen sich auf anderen Aufnahmen Vorstöße an Parabeln, die eine solche Deutung durch Atome nicht mehr gestatten. So sieht man auf Fig. 4 die Verlängerungen außer an der Parabel 13 auch an 15, 24, 25, 26, 27 und 28. Hier ist die Deutung dieser Linien als Atomlinien völlig ausgeschlossen, zumal die Gasfüllung sicher nur Methan war. Die Parabeln müssen nach allen Erfahrungen an Kohlenwasserstoffen[3]) als CH, CH_3, C_2, C_2H, C_2H_2, C_2H_3 und C_2H_4 gedeutet werden.

Da die Intensitäten der doppelt geladenen Moleküle auf den bisher besprochenen Aufnahmen noch schwach waren, wurde versucht, durch Sauerstoffzugabe, die nach älteren Arbeiten das Auftreten von positiver Ladung ganz allgemein begünstigt[4]), auch die doppelt geladenen

1) Vgl. dazu z. B. J. J. Thomson, Rays of Posit. Electricity, London 1921, S. 84.
2) O. Eisenhut u. R. Conrad a. a. O.
3) Vgl. dazu O. Eisenhut und R. Conrad a. a. O.
4) W. Wien, Ann. d. Phys. **33**, 907, 1910.

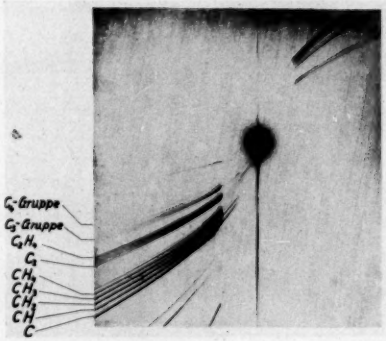


Fig. 3.

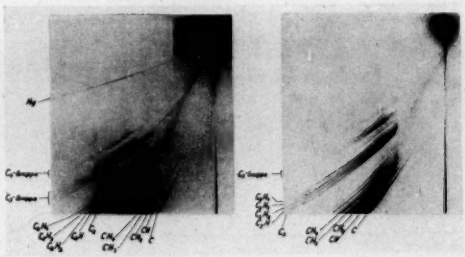


Fig. 4.

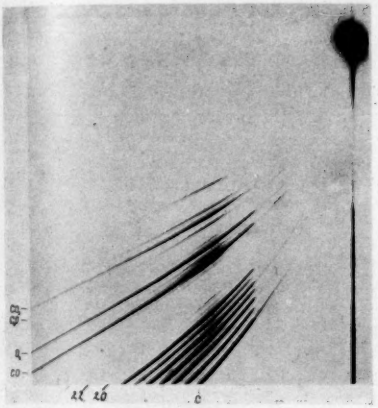


Fig. 5.

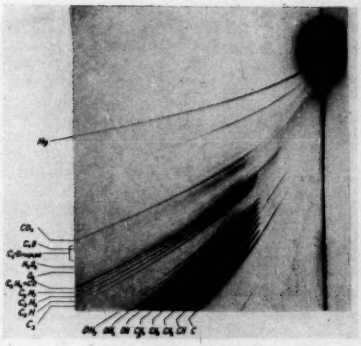


Fig. 6.

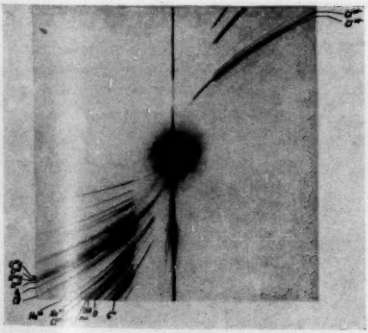


Fig. 7.

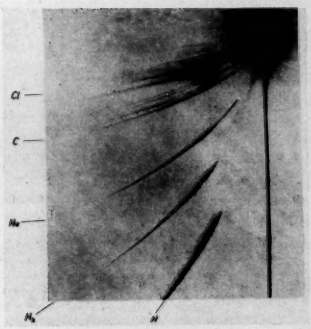


Fig. 8.

Moleküle zu verstärken[1]). Es wurde Methan und Sauerstoff im Verhältnis 1 : 1 untersucht (Fig. 5). Dabei erhält man tatsächlich auch die Moleküle mit zwei Ladungen recht kräftig. Die Verlängerungen zeigen sich deutlich bei den Parabeln 13, 15, 28, 32, 40 und 44. Die den halben Massenzahlen entsprechenden Parabeln werden ebenfalls gefunden, nämlich 6,5[2]), 7,5[2]), 20 und 22. 14 und 16 fallen auf die Parabeln der *N*- und *O*-Atome. Die Deutung dieser Parabeln[1]) ist: CH, CH_3, CO, O_2, C_2O, CO_2. Die Interpretation der Linien 40 und 28 durch Ca^{40} und Si^{28} kommt nicht in Frage, da die Intensitäten beider Linien auf den verschiedensten Aufnahmen einwandfrei vom jeweiligen Sauerstoffgehalt der Röhre abhängig sind.

Wasserdampfzugabe wirkt ganz ähnlich wie Sauerstoff in bezug auf das Auftreten von doppelt geladenen Molekülen (Fig. 6). Neben den Vorstößen an den Parabeln 24, 25, 26 und 27 tritt wieder besonders deutlich CO^{++} und CO_2^{++} sowie C_2O^{++} auf.

Es liegt nun der Schluß nahe, daß die Ursache dieser Sauerstoffwirkung in seinem stark elektronegativen Charakter zu suchen ist. Trifft dies zu, dann müßten auch andere Elemente mit großer Elektronenaffinität, also solche der sechsten und siebenten Gruppe des periodischen Systems die gleiche oder ähnliche Wirkung ausüben, insbesondere müßten die Halogene ausgezeichnet sein. Diese Vermutung wird gestützt durch die Tatsache, daß gerade bei Fluorverbindungen die ersten doppelt geladenen Moleküle von Aston gefunden wurden.

Es wurde daher auf Chloraufnahmen, die zu anderen Zwecken gemacht waren, nach Teilchen mit doppelter Ladung gesucht. Fig. 7 zeigt eine Aufnahme von CCl_4 und Ne. Man erkennt sofort die Vorstöße an zahlreichen Parabeln. Auch an den verhältnismäßig schwach vertretenen Molekülen CH, CH_3, CO[3]) und O_2[3]) finden sich doppelte Ladungen. Auch Chlor wirkt also günstig zur Erzeugung doppelter Ladungen.

Damit sind zwei positive Ladungen an folgenden Molekülen nachgewiesen: CH, CH_3, C_2, C_2H, C_2H_2, C_2H_3, C_2H_4, CO, O_2, C_2O und CO_2. Daß eine doppelte Ladung bei der Masse 13 außerdem auch von einer schwachen Beimengung des Kohlenstoffisotops 13 herrühren kann, ist natürlich nicht unmöglich, jedoch kann die verhältnismäßig große Intensität nicht allein von C^{13} herrühren, sondern höchstens von einer Mischung von C^{13} und CH. Jedenfalls kann nach dem Gezeigten das Auftreten von doppelter Ladung ganz allgemein nicht mehr als ein Beweis dafür angesehen werden, daß die betreffende Parabel nur von Atomen herrührt. Vielmehr muß immer, besonders aber bei Gegenwart elektronegativer Elemente, mit doppelten Ladungen auch bei Molekülen gerechnet werden. Allerdings treten sie hier mit geringerer Intensität auf als bei Atomen.

Zum Schluß seien noch zwei Ergebnisse erwähnt, die bei Gelegenheit des Arbeitens mit Chlor erhalten wurden.

Auf Fig. 7 sieht man an den beiden *Cl*-Parabeln Verlängerungen, die erheblich weitergehen als bis zum halben Abstand von der magnetischen Achse. Es sind deutlich drei Abstufungen in $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ und $\frac{1}{4}$ Abstand von der magnetischen Achse zu erkennen. Sie rühren von *Cl*-Atomen mit 2, 3 und 4 positiven Ladungen her. Doch die Verlängerung geht noch weiter und verschwindet im neutralen Fleck. Wieweit sie geht, ist nicht scharf genug zu erkennen, doch beweist das Hinausgehen über $\frac{1}{4}$ Abstand mindestens 5fache Ladung. Die Parabeln der 3-, 4- und 5fach geladenen *Cl*-Atome konnten noch nicht gefunden werden, jedoch zeigen die beiden Parabeln 17,5 ($= \frac{1}{2}$ 35) und 18,5 ($= \frac{1}{2}$ 37), die von Cl^{35++} und Cl^{37++} herrühren, die Verlängerung der doppelt geladenen. Sie stellen also in diesem Falle die Existenz von *Cl*-Atomen mit vier positiven Ladungen sicher. Chlor hat demnach nicht nur die Fähigkeit, in der elektrischen Entladung anderen Atomen oder Molekülen ein Elektron zu entreißen und selbst negativ geladen aufzutreten (vgl. die starken Cl^--Parabeln in Fig. 7), sondern es kann andererseits auch mindestens 5 Elektronen abgeben.

Schließlich wurde versucht, mit Hilfe der starken Elektronenaffinität des Chlors, die leicht doppelt positive Ladungen im umgebenden Gas hervorruft, doppelt geladene Heliumatome, also α-Teilchen künstlich zu erzeugen, was bisher noch nicht gelungen war[1]). Fig. 8 zeigt eine solche Aufnahme, bei der Chlor und Helium in der Entladungsröhre zugegen waren. Tatsächlich findet man bei der *He*-Parabel eine Verlängerung, die beweist, daß He^{++}, also α-Teilchen in der Röhre entstanden sind. Ohne Chlorzusatz fehlt stets die Verlängerung an der *He*-Parabel.

1) Daß Sauerstoff in der Entladung sehr leicht ein Elektron aufnimmt, ist seit langem bekannt; vgl. z. B. v. Dechend u. Hammer, Jahrb. d. Rad. u. El. 8, 34, 1911.

2) Auf der gezeigten Aufnahme nicht mehr zu sehen.

3) Der Sauerstoff rührt hier von der schwachen Wasserhaut des Glases her. Daß er nicht allein für die Vorstöße an den genannten Molekülparabeln verantwortlich ist, zeigten Parallelaufnahmen ohne *Cl*-Zusatz.

1) Während diese Untersuchung im Gange war, hat Herr Gerthsen auf der Tagung der Gauvereine Baden-Pfalz und Württemberg in Heidelberg über die Auffindung von He^{++} im Kanalstrahl berichtet.

Ob die Wirkung des Chlors hier auf einer intermediären Bildung etwa von *He-Cl* beruht, möge dahingestellt bleiben, die Verbindung als solche war auf keiner Parabelaufnahme zu finden.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine neue Apparatur zur Erzeugung besonders scharfer Kanalstrahlparabeln beschrieben.

2. Es werden doppelt positive Ladungen an folgenden Molekülen festgestellt: CH, CH_3, C_2, C_2H, C_2H_2, C_2H_3, C_2H_4, CO, O_2, C_2O und CO_2. Damit ist die Regel von der Nichtexistenz doppelt geladener Moleküle im Kanalstrahl nicht mehr haltbar.

3. Es gelingt, Cl-Atome mit mindestens 5 positiven Ladungen nachzuweisen.

4. Bei Heliumfüllung der Entladungsröhre ruft Chlorzusatz starkes Auftreten von He^{++}, also künstlichen α-Teilchen, hervor.

Die Untersuchung wurde ausgeführt im Forschungslaboratorium Oppau, Physikal. Labor. Eisenhut, der I.G. Farbenindustrie Ludwigshafen am Rhein.

E. Schmid (Berlin-Dahlem), Werkstoffverformung und -festigkeit. (Mit Tafel XXIX und XXX.)

Ein Bericht über „Werkstoffverformung" im Rahmen der heutigen Vortragsreihe mag zunächst etwas befremden. Scheinen doch die Beziehungen zwischen der Plastizität eines technischen Werkstoffes, eines Metalles, und Eigenschaften von Atomen auf den ersten Blick nur sehr lose zu sein. Man erkennt aber sofort, daß hier doch enge Zusammenhänge bestehen müssen, wenn man sich des Zwischengliedes zwischen Atom und technischem Metall, des Metallkristalles, erinnert. Er bedingt durch seine Eigenschaften weitgehend das Verhalten des technischen Vielkristalles und stellt selbst einen Ausdruck der Atomeigenschaften seiner Bestandteile dar.

Im nachfolgenden soll über Arbeiten berichtet werden, die zur ersten Etappe auf dem Weg der atomistischen Erklärung der Werkstoffplastizität, zu ihrer Zurückführung auf Kristalleigenschaften, gehören. Ich möchte hierbei allerdings den umgekehrten Weg gehen und zunächst über Ergebnisse von Plastizitätsuntersuchungen an Metallkristallen berichten und dann anschließend die Verwertung der gewonnenen Erkenntnisse zur Erklärung des Verhaltens des technischen Werkstoffes skizzieren. Es wird sich dabei zeigen, daß wir eine Reihe von Erscheinungen geometrisch-kristallographischer Art gut verstehen können, daß uns aber für die dynamische Seite der Kristallplastizität eine quantitative physikalische Theorie heute noch fehlt.

I. Untersuchungen am isolierten Metallkristall

1. Kristallographie; Geometrie.

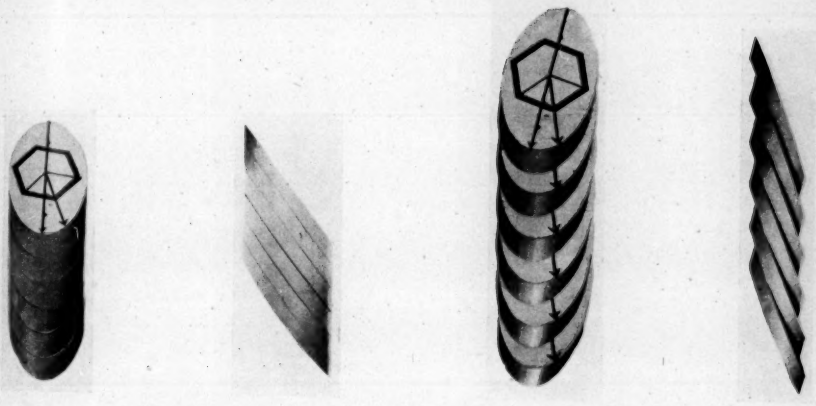
Die Mechanismen der plastischen Kristalldeformation sind so bekannt, daß hier nur ganz kurz daran erinnert zu werden braucht. Fig. 1 stellt schematisch die Dehnung eines Kristalles durch Translation dar. Dieser Vorgang besteht darin, daß entlang wichtiger (besonders dicht belegter) Kristallflächen Schichten aneinander abgleiten in Richtungen, die ebenfalls kristallographisch (durch höchste Belegungsdichte) vorgegeben sind. Daß auf diese Weise die erzielte Formänderung eine ganz spezifische ist (Bandbildung) geht aus dem Modell klar hervor; desgleichen die Tatsache, daß zufolge der Dehnung eine Drehung des Kristallgitters in bezug auf die Kraftrichtung erfolgt. Einige Beispiele gedehnter Metallkristalle mit besonders deutlicher Translationsstreifung sind in Fig. 2 wiedergegeben.

Die Translation ist der Träger der großen Formänderungen von Metallkristallen. Die so erzielbaren Deformationen betragen bis zu mehreren Hundert Prozent.

Der zweite Verformungsmechanismus, die mechanische Zwillingsbildung, ist durch das Modell in Fig. 3 veranschaulicht. Auch hier erfolgt, im einfachsten Fall, die Abgleitung parallel einer rationalen Kristallfläche in rationaler Richtung. Das Maß der Abgleitung ist durch die Erreichung der symmetrischen Stellung zum Ausgangskristall in bezug auf die Gleitebene (Zwillingsebene) gegeben. Jede Netzebene gleitet hierbei proportional ihrem Abstand von der Zwillingsebene ab (einfache Schiebung). Die Größe des Proportionalitätsfaktors (Abgleitung im Abstand 1) beträgt in der Regel einige Zehntel[1]). Einige Beispiele für die Ausbildung von Zwillingslamellen an Metallkristallen gibt Fig. 4.

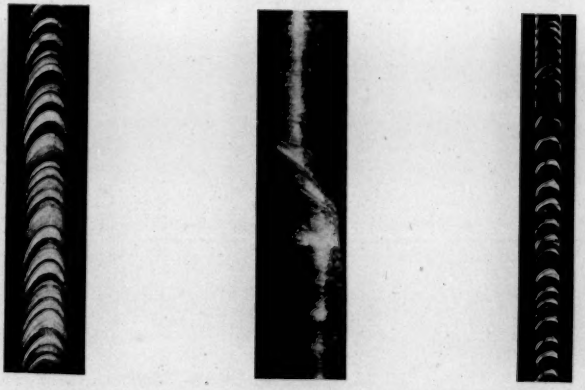
Im Gegensatz zur Translation ist die Abgleitung bei der Zwillingsbildung eindeutig nach Richtung und Größe festgelegt. Demgemäß sind auch die erzielbaren Deformationen ganz bestimmte und zwar, je nach der Orientierung

1) Es sei bemerkt, daß diese aus Messungen am makroskopischen Kristall erschlossene „einfache Schiebung" die wirklichen Bewegungen der Gitterpunkte von Metallkristallen nicht in allen Fällen richtig wiedergibt. Parallelverschiebungen vom Betrag der Gitterdimensionen sind, wie beim Übergang von den Kristallklassen zu den Raumgruppen, hier noch heranzuziehen.



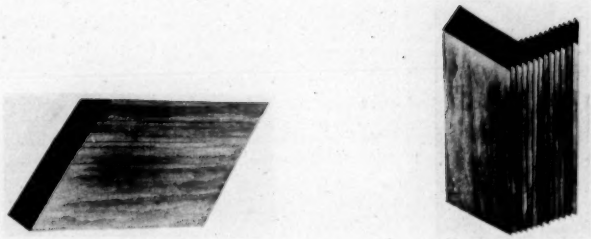
a) b) c) d)

Fig. 1. Schema der Translation. (Nach H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid).



a) b) c)

Fig. 2. Gedehnte Metallkristalle mit Translationsstreifung. a) Zink. b) Cadmium. c) Zinn.



a) b)

Fig. 3. Schema der mechanischen Zwillingsbildung. (Nach O. Mügge.)

a) b) c)

Fig. 4. Deformationszwillinge in Metallkristallen. a) Zink. b) Cadmium. c) Wismut.

der betrachteten Richtung zu den Schiebungselementen, Dehnungen oder Stauchungen. Das Ausmaß der Deformation reicht zu folge der nur kleinen Abgleitungsbeträge selten über wenige Prozent hinaus. Daß trotzdem auch diesem Mechanismus eine erhebliche Bedeutung für die plastische Verformbarkeit zukommen kann, wird später an einem Beispiel gezeigt werden.

2. Dynamik der Kristalldeformation.

Wir wenden uns nun der Frage nach den Kräften zu, die zur Einleitung und Aufrechterhaltung bleibender Kristallverformung notwendig sind. Systematische Untersuchungen liegen hier erst für die Translation vor, worauf sich daher das folgende beschränken muß.

Die an einer ganzen Reihe von Metallkristallen bisher stets gefundene Gesetzmäßigkeit, die den Beginn deutlicher Translation (die sog. Streckgrenze) beherrscht, besagt, daß es hierfür lediglich auf die im Translationssystem herrschende Schubspannung ankommt. Die Streckgrenze von Kristallen ist also keineswegs konstant, sondern von der Lage der Translationselemente zur Zugrichtung abhängig. Die

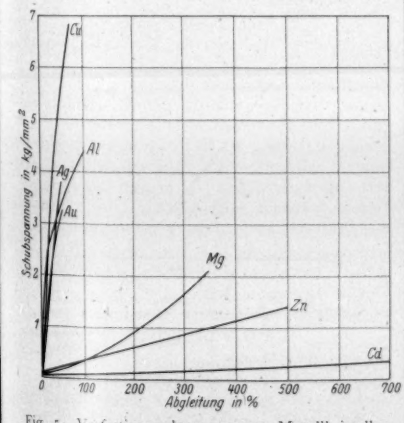


Fig. 5. Verfestigungskurven von Metallkristallen. (Nach Arbeiten von G. Sachs, E. Schmid und deren Mitarbeitern.)

durch die Orientierung bedingten Unterschiede sind dann besonders groß, wenn, wie beispielsweise bei hexagonalen Metallen, nur eine einzige, singuläre Translationsfläche vorhanden ist. Die Streckgrenze des festesten Kristalles kann die des nachgiebigsten hier bis um das 30fache übertreffen. Bei den kubischen Metallen dagegen, in denen stets mehrere gleichberechtigte Translationssysteme vorhanden sind, beträgt der Unterschied maximal 84 Proz.

Im weiteren Verlauf der Dehnung erfolgt stets eine Erhöhung der Schubfestigkeit der Translationsfläche, und zwar ist, wie Versuche an zahlreichen verschiedenen Metallen ergeben haben, die Stärke der „Schubverfestigung" durch das Maß der Abgleitung gegeben[1]). Die üblichen Dehnungskurven sind somit weitgehend durch die Lage der Translationselemente beeinflußt (vgl. auch Fig. 9) und durch eine einzige, kristallographische Verfestigungskurve mit den Koordinaten Schubspannung-Abgleitung ersetzbar. Fig. 5 gibt für eine Reihe flächenzentrierter und hexagonaler Kristalle derartige Verfestigungskurven wieder. Die erheblich bessere Gleitfähigkeit der singulären Translationsfläche der hexagonalen Kristalle tritt überaus deutlich in Erscheinung.

Das große Rätsel der Kristallplastizität stellen nun die niedrigen Werte der an der Streckgrenze beobachteten, kritischen Schubspannungen dar. Sie liegen, wie die in Tabelle I zusammengefaßten

Tabelle I.

Elastische Schiebung an der Streckgrenze von Metallkristallen.

Metall	Kritische Schubspannung kg/mm²	Schubmodul kg/mm²	Schiebung
Mg[2])	0,084	1700	$4{,}94 \cdot 10^{-5}$
Zn	0,094	4080	2,30
Cd	0,058	1730	3,35
Bi	0,221	970	22,8
α-Messing	1,44	2440	58,6
Al (5 Proz. *Cu*) veredelt	9,30	2450	379

Zahlen zeigen, mehrere Größenordnungen unterhalb der theoretisch zu erwartenden, die durch elastische Schiebungen parallel der Translationsfläche von der Größenordnung $\frac{1}{2}$ gegeben sind[3]).

1) Abgleitung definiert wie die Schiebung bei der mechanischen Zwillingsbildung. Verschiebung zweier im Abstand 1 befindlicher Translationsflächen.

2) Nach gemeinsamen noch unveröffentlichten Versuchen mit E. Goens und G. Siebel.

3) Daß Überlegungen der Art, wie sie hier zur Abschätzung der theoretischen Schubfestigkeitswerte benutzt worden sind, der Besonderheit der Kristallplastizität nicht gerecht werden, scheint außer durch den großen Unterschied zwischen berechneten und beobachteten Schubfestigkeiten, auch noch in anderer (direkterer) Weise hervorzugehen. Das Auftreten ganz bestimmter kristallographischer Translationsflächen und -richtungen dürfte mit ihnen keineswegs verträglich sein. Auch müßte die plastische Anisotropie von gleicher Größenordnung wie die elastische sein, was zumindest für hexagonale Kristalle nicht zutrifft.

Eine Heranziehung der Temperaturbewegung zur Überbrückung dieser Diskrepanz erscheint nicht möglich, da (vgl. Fig. 6) die niedrigen Schubfestigkeiten auch bis zu tiefsten Temperaturen hin erhalten bleiben. Auch noch bei

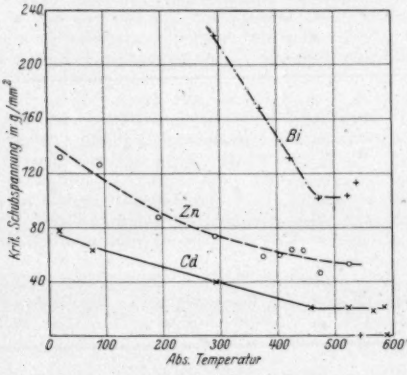


Fig. 6. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Metallkristallen.

He-Temperaturen (bis 1,2° abs) ergaben neue gemeinsame Versuche mit M. Polanyi und W. Meißner für *Zn*- und *Cd*-Kristalle Streckgrenzenwerte von derselben Größe wir für 20° abs. Die niedrige Schubfestigkeit der

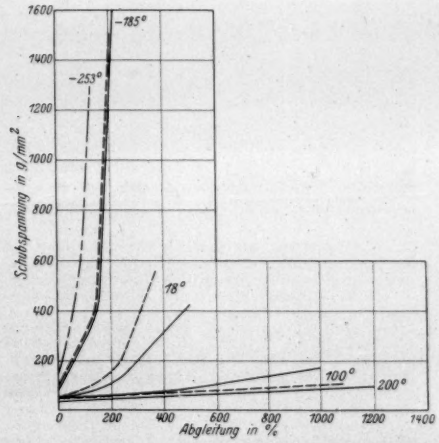


Fig. 7. Temperaturabhängigkeit der Verfestigungskurve von Cadmium-Kristallen. (Nach W. Boas und E. Schmid.) — Belastungsgeschwindigkeit ~ 10 ϱ in 10 sec., - - - Versuchsdauer ~ 12 sec.

Translationssysteme, die ihre Größenordnung auch bei tiefsten Temperaturen beibehält, ist somit als ein wesentlicher Zug der Kristallplastizität (wenigstens soweit sie das untersuchte Kristallmaterial betrifft), anzusehen.

Im Gegensatz zu der geringen Temperaturabhängigkeit der Initialschubspannung zeigt ihr in der Verfestigungskurve zum Ausdruck kommender Anstieg mit zunehmender Deformation, wenigstens in gewissen Temperaturbereichen, eine außerordentlich starke Temperaturabhängigkeit. Die Fig. 7 und 8 zeigen dies für das Beispiel der *Cd*-Kristalle. Während der als Neigung der Kurven gegebene Verfestigungskoeffizient im Bereich tiefer Temperaturen und bei Annäherung an den Schmelzpunkt weitgehend temperaturunabhängig ist, fällt er im Temperaturbereich von 100° bis 300° abs. schroff auf den etwa 20. Teil des Tieftemperaturwertes ab.

Parallel dem Temperatureinfluß auf die Verfestigung geht auch der Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit. Im Gebiet hoher und tiefer Temperaturen verschwindet er, er tritt hingegen beispielsweise bei Raumtemperatur sehr stark in Erscheinung.

Zur Erklärung dieses Verhaltens ist von M. Polanyi und mir die Kristallerholung herangezogen worden. Diese Erscheinung äußert sich in einer Angleichung der durch Deformation veränderten Eigenschaften des Kristalles an die Ausgangswerte. Verursacht wird sie durch die Temperaturbewegung (Schwingungen) der Gitterpunkte, die zu einem Ausheilen entstandener Gitterstörungen führt. Über den bei tiefsten Temperaturen sich abspielenden athermischen Grundvorgang überlagert sich

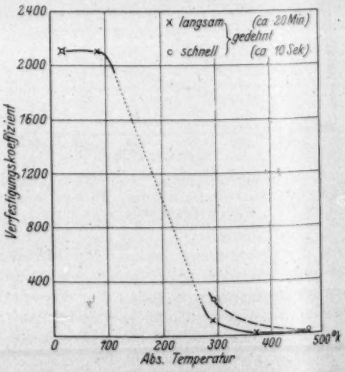


Fig. 8. Temperaturabhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten von Cadmium-Kristallen.

nach dieser Vorstellung im Maße der Temperatursteigerung ein thermischer, mit endlicher Geschwindigkeit verlaufender Erholungsvorgang, der einen zunächst immer stärker werdenden Einfluß von Temperatur und Geschwindigkeit auf die Verfestigung bewirkt. Nähert sich bei immer weiterer Temperatursteigerung die Erholungsgeschwindigkeit der Verfestigungsgeschwindigkeit, so verringert sich der Geschwindigkeits- und Temperatureinfluß wieder mehr und mehr, um schließlich im Grenzfall verfestigungsfreier Dehnung verschwunden zu sein.

Faßt man die heutigen Ergebnisse der Plastizitätsuntersuchungen an Kristallen zusammen, so ist zu sagen, daß wir auf Grund der als wesentlich erkannten Größen eine gute Beschreibung der Vorgänge geben können. Wir sind in der Lage, für Kristalle einer ganzen Reihe von Metallen und Legierungen richtige Prophezeiungen über das Verhalten bei der Deformation zu machen. (Beginn und Ausmaß der Plastizität, Gitterdrehung und Verfestigung.) Wir wissen dagegen nicht, warum die Kristalle bereits bei so niedrigen Schubbeanspruchungen versagen und wir besitzen keine quantitative Theorie für den Anstieg der Schubfestigkeit, für die Verfestigung, die uns beim Dehnungsversuch bei tiefsten Temperaturen als reine, typische Kristalleigenschaft entgegentritt.

II. Übergang zum technischen Vielkristall.]

Naturgemäß sind durch die Untersuchungen über die Plastizität von Einkristallen auch unsere Anschauungen über das Verhalten des Kristallhaufwerkes, das der technische Werkstoff darstellt, erheblich erweitert und vertieft worden. Gewisse Erscheinungen, wie die der elastischen Nachwirkung, sind durch sie erst einer modellmäßigen Deutung (plastische Anisotropie in verschieden orientierten Körnern) zugänglich geworden.

Besonders bewährt sich die Verfolgung der Vorgänge am Einkristall auch zur Deutung der bei Kaltstreckung der technischen Metalle auftretenden Deformationstexturen. Diese Gefügeregelungen sind im großen und ganzen gut durch die mit der Translation einhergehenden Gitterdrehungen erklärbar, die im Einzelkorn bei der ihm aufgezwungenen Verformung vor sich gehen. Der Widerspruch, der hier für die Erklärung der Zugtextur flächenzentrierter Metalle noch besteht, dürfte seine Aufklärung dadurch finden, daß die Dehnung des Kornes im Vielkristall sich doch in einem Punkt noch typisch von der des freien Einkristalles unterscheidet. Während hier die Translation nach dem geometrisch günstigst liegenden Translationssystem vor sich geht (nur bei speziellen Orientierungen sind zwei oder mehrere Systeme gleich begünstigt), werden sich dort stets mindestens drei Translationssysteme beteiligen müssen. Die Ursache hierfür liegt darin, daß dem im Vielkristall eingebetteten Korn im Gegensatz zum isolierten Kristall die Formänderung ja weitgehend vorgeschrieben ist. Eine allgemeine Formänderung kann aber nur durch Translation nach mindestens drei Systemen erfolgen. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes, auf den schon G. Sachs hingewiesen hat, erhält man in der Tat — wie gemeinsam mit W. Boas gezeigt werden konnte — die von der Endlage gedehnter Einkristalle verschiedene, doppelte Fasertextur als Zugtextur flächenzentrierter Metalle.

Die Bedeutung der Dehnungsmöglichkeit nach mehreren Translationssystemen tritt auch

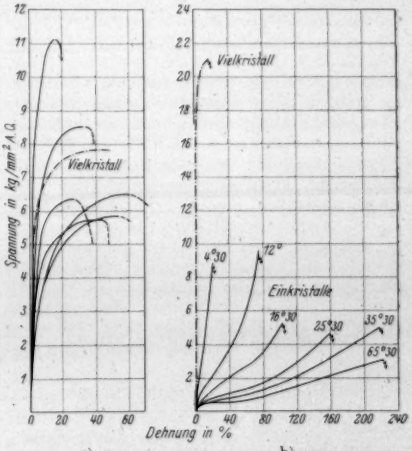


Fig. 9. Dehnungskurven von Ein- und Vielkristallen.
a) Aluminium. (Nach R. Karnop und G. Sachs.)
b) Magnesium. (Nach E. Schmid und G. Siebel.)

aus Fig. 9 klar hervor. Es sind hier Dehnungskurven von Ein- und Vielkristallen von Aluminium und Magnesium wiedergegeben. Während im Falle der Einkristalle die Dehnbarkeit des hexagonalen Magnesiums die des kubischen Aluminiums weit übertrifft, liegen die Verhältnisse für den Vielkristall gerade umgekehrt. Die zur Dehnung des Vielkristalles aufzuwendenden Spannungen liegen ferner beim Aluminium in der Größenordnung der auch zur Einkristalldehnung notwendigen, beim Magnesium dagegen

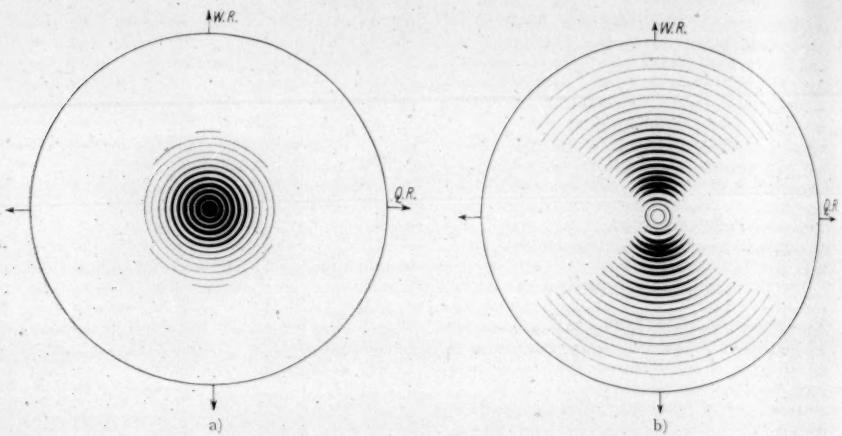


Fig. 10. Walztextur hexagonaler Metalle. a) Magnesium, b) Zink.

weit darüber. Der Grund für dieses Verhalten ist wohl in der Tatsache zu suchen, daß beim hexagonalen Metall im Gegensatz zum kubischen nur eine einzige Translationsfläche vorliegt. Das Korn im Aluminium-Vielkristall kann daher durch Betätigung mehrerer Translationssysteme bei nicht wesentlich erhöhten Spannungen (vgl. oben) der aufgezwungenen, durch die Verwachsung mit den Nachbarkörnern weitgehend beeinflußten Formänderung um vieles leichter nachkommen als das Magnesiumkorn, das sich durch Translation nach seiner einzigen Gleitfläche nur zum Bande dehnen kann. Hier wird die aufgezwungene Formänderung erheblich stärkere Kornverkrümmungen (und auch Verzwillingungen) bedingen, die ihrerseits wieder erschwerend auf die weitere Verformung wirken werden.

Ein Beispiel, das aufzeigt, daß auch der mechanischen Zwillingsbildung erhebliche Bedeutung für die Ausbildung der Deformationstextur zukommen kann, bilden kaltgewalzte Bleche von Magnesium und Zink. Fig. 10 zeigt die an diesen beiden hexagonalen Metallen kürzlich gemeinsam mit G. Wassermann ermittelten Walztexturen. Trotz gleichem Translationsmechanismus (Basistranslation) weisen die Texturen sehr weitgehende Unterschiede auf, die sich jedoch durch Berücksichtigung der mechanischen Zwillingsbildung voll aufklären ließen.

Auch die physikalische und mechanische Anisotropie technischer Werkstoffe, welche diese zufolge von Gefügeregelungen aufweisen, ist auf Grund der Einkristallversuche verständlich und in vielen Fällen quantitativ deutbar [1]).

Die Reihe der Beispiele der Heranziehung von Ergebnissen der Einkristalluntersuchungen für das Verständnis des technischen Werkstoffes soll hier abgebrochen werden. Es sei nur noch betont, daß gerade die weitere physikalische, d. i. letzten Endes atomistische, Durchdringung der hier vorliegenden, komplizierten Probleme mit der Vertiefung unserer Kenntnisse über den festen Körper auch technische Fortschritte erwarten läßt.

1) Besonders klar liegen die Verhältnisse bei geglühtem, eine Rekristallisationstextur aufweisendem Material. Hier ist die kristallographisch bedingte Anisotropie nicht durch die Orientierungsunterschiede weitgehend ausgleichende Verfestigung überlagert wie im kaltverformten Werkstück.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchungen zur Frage der Trägheit gasgefüllter Photozellen.

Von Fritz Schröter und Günther Lubszynski.

Der unselbständige, durch Licht steuerbare Entladungsstrom gasgefüllter Photozellen nach Elster und Geitel hat bei gleichbleibender Beleuchtung eine von der Saugspannung E_a und von der Ionisierungsspannung E_i des am leichtesten ionisierbaren Gasbestandteils abhängige Kennlinie von der Form, wie sie in Fig. 1 wiedergegeben ist. Diese Kurve wurde bei einer Zelle mit hydrierter Kalium-Kathode und Neon-Helium-Füllung (etwa 30 Proz. He) von etwa 1 mm Druck gemessen[1]). Ihr für diese Art von Zellen typischer Verlauf erklärt sich folgendermaßen: In dem Bereich, wo $E_a < E_i$ ist, findet keine Ionisation statt. Die vom Licht ausgelösten Elektronen liefern daher eine Sättigungsstrom-Charakteristik. Für diese gilt an der Kathode das Raumladungsgesetz und bei homogenem Saugfelde ein Abstandsgesetz von der von Rutherford angegebenen Form:

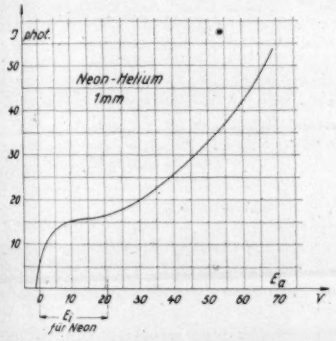


Fig. 1.

$$I_{\max} = \frac{9u}{32\pi a^3} \cdot E_a^2 \qquad (1)$$

(u negative Ionenbeweglichkeit, a Elektrodenabstand).

Unter Zugrundelegung der von G. Hertz[2]) definierten „Fortschreitungsgeschwindigkeit" von Elektronen in Edelgasen hat der eine von uns an anderer Stelle[1]) einen mit der erwähnten Photozelle bei kleiner Saugspannung physikalisch identischen Entladungsmechanismus betrachtet, für den sich eine der vorstehenden sehr ähnliche Gleichung ergab. In dem Bereich $E_a < E_r < E_i$, wobei E_r das Resonanzpotential bedeutet, gilt für den maximalen Strom folgendes Raumladungsgesetz:

$$I_{\max} = \frac{\lambda}{2\pi a^3} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot E_a^{3/2} \qquad (2)$$

(λ freie Elektronenweglänge, a Elektrodenabstand, $\frac{e}{m} = \frac{\text{Ladung}}{\text{Masse}}$ des Elektrons.)

Diese Beziehung unterscheidet sich, wie an der genannten Stelle gezeigt wurde, von der Rutherfordschen lediglich durch einen Zahlenfaktor, der aus der verschiedenen Definition der Ionenbeweglichkeit herrührt. Auch die Rutherfordsche Gleichung enthält nämlich, wenn man u durch die Fortschreitungsgeschwindigkeit der Elektronen ausdrückt, ein $E_a^{3/2}$-Gesetz. Man erkennt in beiden Ausdrücken (1) und (2) die Bedeutung des Abstandes zwischen den Elektroden. Auch bei gasgefüllten Photozellen wird im Arbeitsgebiet $E_a \leq E_i$ der Sättigungsstrom mit um so kleineren Saugspannungen erhalten, je geringer die Entfernung zwischen Anode und Kathode ist.

Das in der Kurve nach Fig. 1 oberhalb des Bereichs beginnender Ionisierung einsetzende und bei weiterer Steigerung von E_a immer steilere Wiederansteigen der Stromstärke zeigt, daß sich dem reinen Photoelektronenstrom ein schließlich weit überwiegender Ionisierungsstrom hinzuaddiert. Die Ausnutzung der dadurch bewirkten Verstärkung des primären Photoeffektes ist für technische Zwecke von großer Wichtigkeit, schon aus dem Grunde, weil es besonders bei schwachen Belichtungen der Zelle darauf ankommt, dem Verstärker eine genügend hoch über dem Störspiegel liegende Eingangsamplitude zuzuführen. Eine Grenze ist dieser Möglichkeit nun aber durch zwei Umstände gezogen: 1. Durch die Gefahr des Durchschlagens der selbständigen, durch Licht nicht steuerbaren Glimmentladung (der immer steiler werdende Verlauf des Zellenstromes entspricht den von Townsend und anderen entwickelten quantitativen Vorstellungen

1) Kurven gleichen Charakters siehe auch bei Herbert E. Ives, The Bell System Techn. Journ. 5, 320—335, 1926, Fig. 4 u. 6.

2) G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **19**, 268 ff., 1917.

1) F. Schröter, Zeitschr. f. Phys. **15**, 322 ff., 1923.

über die Ausbildung der Ionenlawine [1]); 2. durch die bei intermittierender Belichtung in Erscheinung tretende Rekombinationsträgheit, die die Benutzung der gasgefüllten Zellen bei hohen Saugspannungen auf verhältnismäßig enge Frequenzgebiete beschränken kann und dadurch für die Zwecke der photoelektrischen Tonerzeugung (Lichtsirene von W. Schaeffer, s. später), der Bildübertragung und des Klangfilms zu der im folgenden behandelten Aufgabenstellung geführt hat.

Bei den genannten optisch-elektrischen Übertragungen hat die experimentelle Erfahrung dazu geführt, E_a etwa 30 bis 40 V tiefer zu wählen als die Glimmspannung E_z, bei der die selbständige Entladung einsetzt. In diesem Einstellbereich von E_a kann die Frequenzabhängigkeit der von der Photozelle bei periodisch schwankender Beleuchtung gelieferten Wechselspannung entweder schaltungstechnisch durch die Verstärkercharakteristik kompensiert werden (Klangfilm), oder man führt sie durch Überlagerung einer konstanten Unterbrechungsfrequenz ω des Lichtes, die als Träger der Helligkeitsmodulation $\nu_{max} \ll \omega$ wirkt, auf geringere relative Änderungen (von $\omega - \nu_{max}$ bis $\omega + \nu_{max}$) zurück (rotierende Lochscheibe bei Bildtelegraphie). Bei der Fernsehabtastung liegen aber die Verhältnisse nicht

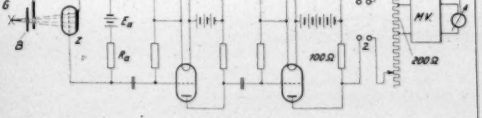


Fig. 2.

so günstig, da 1. die Lochscheibenmethode aus mechanischen Gründen nicht bis zu beliebig hohen Frequenzen durchführbar ist, und 2. die schwachen auf die Photozelle reflektierten Lichtströme zum Heraufsetzen von E_a bis in die Nähe von E_z zwingen, wenn man eine brauchbare Größenordnung des Photostromes erhalten will. Hierbei tritt dann der Rekombinationsverzug der gebildeten Ionen stark in Erscheinung, und der Übertragungsfaktor weist infolgedessen für die verschiedenen Modulationsfrequenzen der Helligkeit sehr beträchtliche Schwankungen auf. Es besteht daher in der Fernseherentwicklung das vitale Bedürfnis, die im Gasgehalt der Zelle wurzelnde Trägheit herabzumindern.

Die auf dieses Ziel gerichteten, nachstehend berührten Arbeiten des Telefunken-Laboratoriums (F. Michelssen), haben durch die erwähnte lichtelektrische Tonsirene einen neuen Impuls erhalten. Die im folgenden beschriebenen Messungen mit diesem Apparat wurden im Laboratorium der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft m. b. H. (Abteilung Betriebstechnik) ausgeführt. Das in Fig. 2 veranschaulichte Gerät dient zur raschen und bequemen Messung der Frequenzcharakteristik von Verstärker- und Übertrageranordnungen in der Kabel-, Telefonie- und Rundfunktechnik und zwar im Bereich 50 Hz bis 10000 Hz. Es liefert die Meßwechselspannung durch sinusförmig verlaufende Belichtung einer Edelgasphotozelle Z mit Hilfe einer Lochscheibe L von bekannter Drehzahl. Bei Konstanthaltung der Saugspannung E_a und der Fadentemperatur der Glühlampe G und bei Voraussetzung gleichbleibender Empfindlichkeit der Zelle ist die dem Verstärker zugeführte Wechselspannung $\mathfrak{E}_\nu$ von der Frequenz des Hell-Dunkel-Zyklus unabhängig. Sie wird durch einen zwischen $\nu = 50$ Hz und $\nu = 10000$ Hz gleichmäßig übertragenden Widerstandsverstärker in Symmetrieschaltung auf die benötigte Amplitude verstärkt. $2 \cdot R_a$ stellt den Wirkwiderstand der Kopplung des Photozellenkreises mit den im Gegentakt arbeitenden Gitter der ersten Röhrenstufe dar, auf die über die Reihenkondensatoren nur die Wechselspannung gelangt. Der gewählte Wert $R_a = 20000\ \Omega$ ist so klein, daß der dazu parallelliegende Blindwiderstand $\frac{1}{2\pi\nu C_\nu}$ der Photozellen- und Leitungskapazität sich in dem resultierenden Widerstand bis zu 10000 Hz herauf kaum bemerkbar macht (der Abfall der Ausgangsspannung betrug bei der Eichung des Verstärkers zwischen 50 Hz und 10000 Hz nur 3 Proz.).

Mißt man mit einer solchen Anordnung die bei Variation der Belichtungsfrequenz der Photozelle zwischen 50 Hz und 10000 Hz auftretende Spannungsverlauf am Ausgangswiderstand des Verstärkers in Abhängigkeit von der Saugspannung E_a als Parameter, so zeigt sich bei Steigerung von E_a über etwa 12 V ein Absinken der Amplitude mit wachsender Lochscheibenfrequenz, dessen prozentualer Betrag mit E_a ständig zunimmt. Für diese Untersuchungen wurde an die Klemmen 1, 2 in Fig. 2 über das Potentiometer P der von der Frequenz unab-

1) In Photozellen mit Neonfüllung ist es möglich, den nutzbaren Teil der betrachteten Kurve zu strecken: Macht man die Sauganode großflächig und dadurch das Feld sehr homogen, so kann man die Spannung bis zur sogenannten Vorglimmentladung steigern. Diese ist dadurch gekennzeichnet, daß die schnellen Elektronen in der Umgebung der Anode bereits eine hinreichende Ausbeute an ionisierenden Stößen liefern, um hier im Dunkeln eine schwache Lichterscheinung wahrnehmen zu lassen. Man steht an diesem Punkte dicht vor der kritischen Vermehrungszahl, die zum Durchbrechen der selbständigen Strömung führt.

hängige Meßverstärker MV angeschlossen. Von P war zu diesem Zweck der konstante Widerstandsbetrag 200 Ω abgegriffen, dessen regelbarer Spannungsabfall auf MV einwirkte. Die Ausgangsspannung von MV wurde mit einem gleichfalls frequenzunabhängigen Weston-Thermovoltmeter T (Meßbereich 0 bis 1 V) ermittelt; die Gesamtverstärkung des Photostromes konnte dabei mit Hilfe des Potentiometers P passend verändert werden.

In den als Fig. 3 bis 7 wiedergegebenen Kurven wurde als Abszisse E_a und als Ordinate die

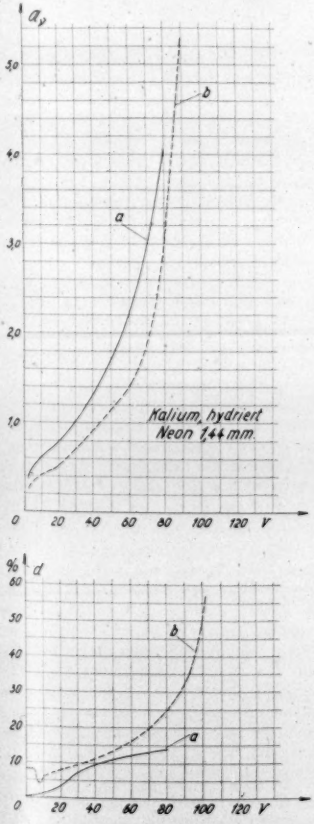


Fig. 3

Wechselspannung $\mathfrak{A}_v$ am Ausgang des Meßverstärkers aufgetragen. Da sich bei den untersuchten Zellen zwischen 50 Hz und 500 Hz in keinem Falle ein Unterschied zeigte, wurde die Empfindlichkeit $\mathfrak{A}_v$ stets bei $\nu = 500$ Hz ermittelt und derjenigen bei 50 Hz gleichgesetzt.

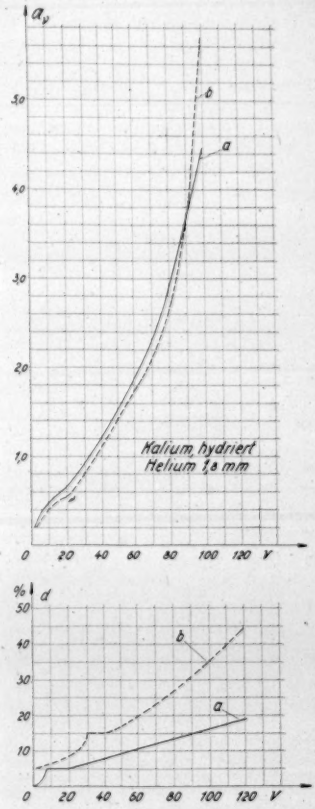


Fig. 4.

Die Einheit von $\mathfrak{A}_v$ entspricht ungefähr $2 \cdot 10^{-4}$ V an dem Belastungswiderstande $2\,R_a = 40\,000\ \Omega$ der Photozelle, d. h. einem effektiven Wechselstrom von etwa $5 \cdot 10^{-9}$ A. Ferner ist in den gleichen Figuren über E_a der prozentuale Abfall d von $\mathfrak{A}_v$ zwischen den Belichtungsfrequenzen $\nu_1 = 500$ Hz und $\nu_2 = 10\,000$ Hz aufgetragen. Es ist also

$$d = 100 \cdot \frac{\mathfrak{A}_{v1} - \mathfrak{A}_{v2}}{\mathfrak{A}_{v1}}.$$

Die Messung ging so vor sich, daß die Saugspannung E_a von kleinen Werten beginnend bis

zur Glimmspannung E_z erhöht wurde. Die mit a bezeichneten Kurven sind vor, die mit b bezeichneten nach dem Durchbruch der Glimmentladung aufgenommen. Durch deren Einfluß sank E_z bei allen Zellen mehr oder weniger ab. Auf besondere Verhältnisse, die sich hierbei ergaben, kommen wir zurück.

Untersucht man nach diesem Verfahren die Frequenzabhängigkeit der von den Photozellen gelieferten Wechselspannung bei variablem E_a, so zeigt sich ein charakteristischer Einfluß der

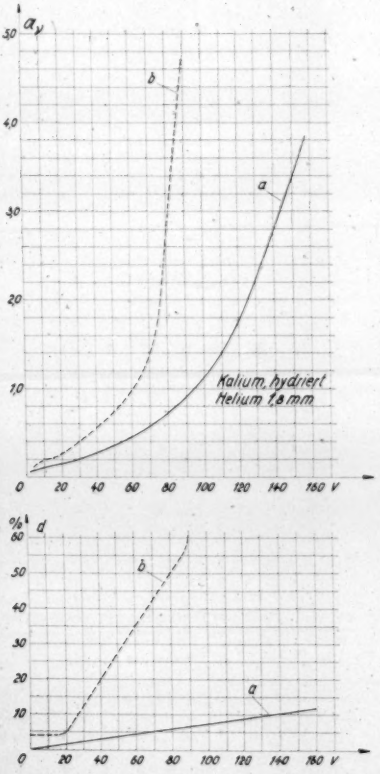


Fig. 5.

Natur des Füllgases. Die in der Fig. 3 dargestellte Kurve bezieht sich auf Neon von 1,44 mm Druck, diejenige in Fig. 4 und 5 auf Helium von 1,8 mm Druck. Als photoaktive Schicht diente hydriertes Kalium. Man ersieht aus beiden Kurven ein bedeutendes Anwachsen von d mit E_a. Diese Eigenschaft erwies sich bei der Anwendung der Schäfferschen Lichtsirene für exakte Messungen in den oberen Frequenzbereichen als sehr störend. Es lag nahe, sie mit gewissen, bei Fernsehversuchen an Zellen gleicher Art gemachten Beobachtungen, insbesondere mit der Unschärfe der Übergänge von Hell zu Dunkel im Bilde, in Verbindung zu bringen. Die gemeinsame Ursache wurde in der bei Neon und Helium besonders ausgeprägten Rekombinationsträgheit vermutet, die vielleicht zum Teil auf den bekannten metastabilen Zuständen der angeregten Atome beruht. Solche Zustände wurden von Kannenstine[1]) beschrieben und später eingehend von anderer Seite[2]) untersucht. In Helium sind nach dem Durchgang von 20 V-Elektronen angeregte Atome bis zu 0,0025 s Lebensdauer nachweisbar, und man hat mit ihrem Vorhandensein die Möglichkeit erklären wollen, den von einer Glühkathode ausgehenden Lichtbogen auch bei „absoluter Reinheit" des Heliums durch Spannungen aufrecht zu erhalten, welche die Ionisierungsspannung unterschreiten (ratenweise erfolgende Ionisierung). Auf die Photozelle angewandt, führen diese Betrachtungen und Erkenntnisse zu folgender Vorstellung:

Von einem stationären Zustande der Belichtung und des Photostromes ausgehend, werde die Zelle plötzlich verdunkelt, während das elektrische Feld zwischen ihren Elektroden weiterbesteht. In diesem Augenblick sind freie Ladungen und langlebige angeregte Atome in der Edelgasfüllung verteilt. Solche metastabilen Gebilde können nun in zweierlei Weise beim Abklingvorgange des Photostromes mitwirken:

1. Die auf die Sauganode zueilenden Elektronen können durch Zusammenstoß mit diesen bereits sehr energiereichen Teilchen neue Ionen bilden.

2. Bei Vorhandensein von Fremdgasspuren, deren Ionisierungsspannung E_i die Anregungsspannung E_{met} der metastabilen Edelgasatome unterschreitet, kann gleichfalls neue Ionisation entstehen.

Beide Effekte wirken der Rekombination entgegen und müssen sich daher als Trägheitserscheinung äußern; die Abnahme des Zellenstromes muß hinter der Verdunkelung nacheilen. Bei höheren Belichtungsfrequenzen wird die Einstellung auf den statischen Dunkelwert schließ-

1) Astrophys. Journ. **55**, 355, 1922.

2) K. W. Meißner, Ann. d. Phys. **76**, 124—144, 1925; Physik. Zeitschr. **26**, 687—689, 1925; K. W. Meißner u. W. Graffunder, Ann. d. Phys. **84**, 1009—1046, 1927; H. B. Dorgelo, Wis.- en Natuurk. Tijdschr. **3**, 65—68, 1926; H. B. Dorgelo und T. P. K. Washington, Proc. Amsterdam. **30**, 33—46, 1927; F. Frerichs, Ann. d. Phys. **85**, 362, 1928.

lich überhaupt nicht mehr erreicht: Die Wechselstromkomponente des Photostromes fällt ab. Der quantitative Verlauf dieses Phänomens wird erheblich davon abhängen, in welchem Umfange die beschriebenen beiden Möglichkeiten zur Neubildung von Ladungsträgern vorhanden sind.

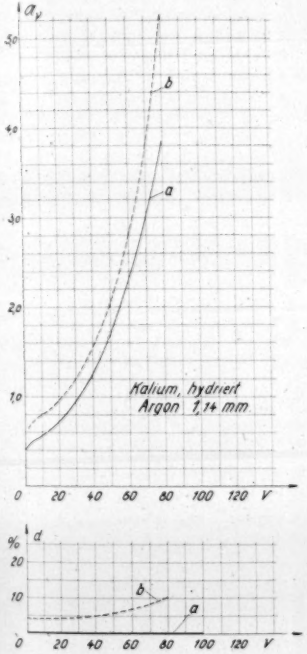


Fig. 6.

An der resultierenden Verlangsamung des Stromabfalls dürfte auch die Befreiung von neuen Elektronen aus der Photokathode durch aufprallende positive Ionen erheblich mitwirken.

Das Bestehen metastabiler Atome ist für angeregte Edelgase besonders charakteristisch (K. W. Meißner, H. B. Dorgelo, l. c.). Außer in Helium treten auch in Neon und Argon überraschend langlebige Gebilde auf. Die nachstehende Tabelle enthält die Ionisierungs- und Anregungsspannungen E_i bzw. E_{met} dieser Gase in Gegenüberstellung mit der Ionisierungsspannung gewisser in Betracht kommender Verunreinigungen. Die Metastabilität der durch Elektronenstoß gebildeten, energiespeichernden Atomzustände ist die Ursache sowohl der starken optischen Absorption in angeregten Gasen als

Tabelle I.

Gasart	E_i (Volt)	E_{met} (Volt)
Helium	24,5	19,8 und 20,5
Neon	21,5	16,5 und 16,6
Argon	15,4	11,5 und 11,7
Wasserstoff . . .	16,1	—
Stickstoff	16—16,6	—

auch elektrischer Veränderungen, wie sie z. B hinsichtlich des Minimumpotentials von Penning[1]) untersucht wurden. Nach Penning geht in reinem Neon ein metastabiles Atom erst nach

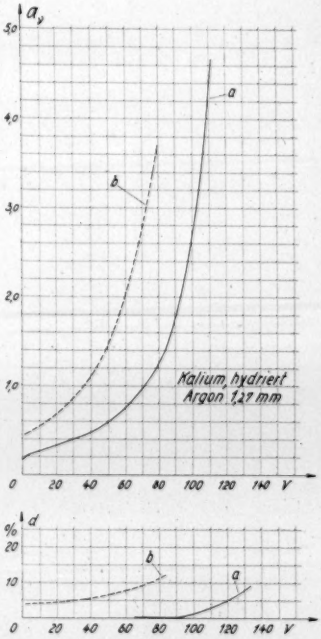


Fig. 7.

$\sim 10^5$ Zusammenstößen zugrunde. Der s_5-Zustand hat bei Zimmertemperatur eine maximale Dauer von $\sim$0,004 s in Neon und sogar von $\sim$0,013 s in Argon (0,2 mm Hg-Druck).

1) F. M. Penning, Physica **7**, 321—324, 1927. Penning hat bei den Edelgasen die Herabsetzung der Zündspannung einer Glimmentladung durch kleine Zusätze eines fremden Gases auf metastabile Atome des Hauptgases zurückgeführt. Der Effekt tritt immer dann ein, wenn der in Volt gemessene Energieinhalt des metastabilen Zustandes größer ist als die Ionisierungsspannung der Beimengung.

Man könnte hiernach bei argongefüllten Photozellen die gleichen Erscheinungen erwarten wie bei den anderen Edelgasen, deren Trägheit gegenüber intermittierender Belichtung die Kurven in Fig. 4 und 5 darstellen. Indessen besteht folgender prinzipielle Unterschied:

In den angeführten Veröffentlichungen von Meißner und von Dorgelo sowie von deren Mitarbeitern ist zum Ausdruck gekommen, daß Argon in Gegenwart geringer Verunreinigungen sich ganz anders verhält, als in dem schwer erziel- und erhaltbaren Zustande größter Reinheit. Spuren unedler Gase, insbesondere von Wasserstoff, üben bereits einen starken Einfluß auf seine optische Absorption aus. Offenbar gehen die metastabilen Atome in Gegenwart solcher Beimengungen durch „Stöße zweiter Art" beschleunigt zugrunde. Im Falle der Photozelle, die bei Hydrierung des Alkalimetalls stets freien Wasserstoff enthält, würden also die nach Unterbrechung der Belichtung zur Sauganode wandernden Elektronen nur wenig energiereiche, ionisierbare Gasteilchen treffen. Eine zweite fundamentale Verschiedenheit von Neon sowie Helium besteht aber bei Voraussetzung fremder Gasspuren (von denen Bruchteile von 1 Tausendstel genügen) darin, daß der Energieinhalt des metastabilen Argons nicht ausreicht, um jene Fremdatome zu ionisieren und daraus neue Entladungsträger zu bilden (vgl. die Tabelle). Das Zusammenwirken beider vorstehenden Erscheinungen, rasche Zerstörung der langlebigen Energiespeicher und zu geringes Energieniveau derselben, ließ also trotz nachweislicher Metastabilität des durch 11,5 V- und 11,7 V-Elektronen

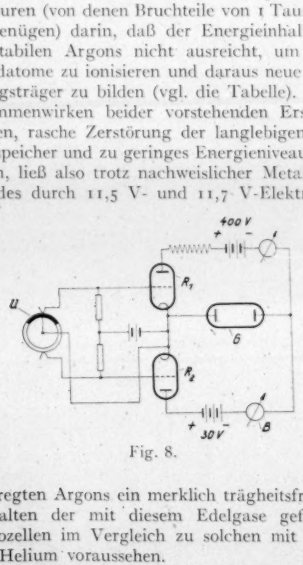


Fig. 8.

angeregten Argons ein merklich trägheitsfreieres Verhalten der mit diesem Edelgase gefüllten Photozellen im Vergleich zu solchen mit Neon und Helium voraussehen.

Zur Untersuchung der einschlägigen Verhältnisse hat W. Ilberg im Telefunken-Laboratorium den Abklingverlauf in Versuchsröhren mit entsprechenden Füllungen (*He*, *Ne*, *Ar*, H_2) gemessen. Die Anordnung ist in Fig. 8 schematisch dargestellt. Die von Ilberg benutzten Entladungsgefäße G sind, da es hierbei nicht auf den Photoeffekt ankam, der Einfachheit halber mit zwei planparallelen Eisenblechelektroden von einigen Millimeter Abstand versehen. Die Gasstrecke wird zuerst kurzzeitig in Form eines leuchtenden Glimmstromes ionisiert. Sodann wird, nach einer willkürlich einstellbaren Unterbrechung der äußeren E.M.K., ein schwaches Saugfeld an sie angelegt, dessen Potentialdifferenz weit unter der zur selbständigen Entladung notwendigen Größe liegt. Die Umschaltung und die Regelung der feldfreien Abklingzeit erfolgen durch zwei abwechselnd an ihren Gittern entriegelte und verriegelte Elektronenröhren R_1, R_2, deren Durchlaßbeginn und -ende von einem rotierenden Kontaktmacher U bekannter Drehzahl gesteuert werden. Durch Variation des Intervalls zwischen Löschung des Glimmstromes und Einwirkung der Absaugspannung erhält man den zeitlichen Leitfähigkeitsverlauf unmittelbar aus der Ablesung des ballistischen Galvanometers B, das entsprechend der jeweiligen Restionisation in der Zelle G ausschlägt.

Mit einer solchen Anordnung wurden bei Einführung von Helium, Neon und Neon-Helium-Gemisch (Vol. 3 : 1) die Kurven nach Fig. 9 ermittelt. Sie lassen eine beträchtliche Abklingdauer der Leitfähigkeit in diesen Edelgasen erkennen. In Argon und Wasserstoff dagegen war mit der gleichen niedrigen Saugspannung von 30 V keine Spur einer meßbaren Abklingzeit zu bemerken! Nur bei ganz starken, bis nahe zum Durchbruch gesteigerten Feldern wurde die Andeutung eines scheinbar exponentiellen, aber immer noch sehr raschen Abfalls sichtbar. Man kann hieraus folgende Schlüsse ziehen:

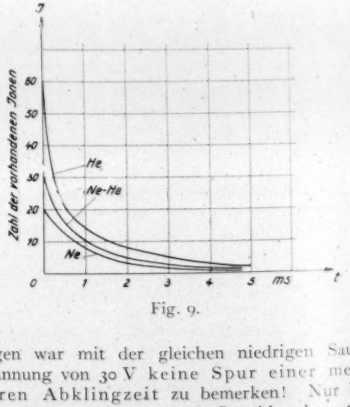


Fig. 9.

1. Die beobachteten Kurven stellen nicht

etwa die eigentliche Rekombination, d. h. die Wiedervereinigung der freien Ladungen dar; es wäre anderenfalls unverständlich, warum Neon und Helium einerseits, Argon andererseits in bezug auf diesen Vorgang so bedeutende Unterschiede zeigen sollten.

2. Die eigentliche Rekombination erfolgt praktisch momentan und entgeht hier der Beobachtung (Fall des Argons und des Wasserstoffs).

3. Die metastabilen Atome des Heliums und des Neons können noch nach beträchtlichen Ausschaltdauern neue Ionen eines in Spuren anwesenden Fremdgases bilden und dadurch Leitfähigkeit hervorrufen, die sich durch ionisierende Elektronenstöße vermehrt.

4. In Argon reicht die Energie der metastabilen Atome zur Ionisation der Beimengungen nicht aus; sie werden überdies durch die fremden Gasspuren äußerst rasch zerstört.

5. In Wasserstoff fehlen solche metastabilen Zustände überhaupt.

6. Argon und Wasserstoff zeigen daher bei der Ilbergschen Messung keine merkliche Abklingträgheit.

Nach unseren Untersuchungen unterscheiden sich Photozellen, deren ursprünglich reine Argonbeschickung infolge des endlichen Dissoziationsdruckes der Alkalimetallhydride mit Wasserstoff vermengt ist, nicht merklich von solchen mit vorherigem Zusatz einiger Hundertstel Wasserstoff. Offenbar wird dieses Gas sehr rasch vom Metall bis zum Gleichgewichtsdruck gebunden. Beide Arten von Zellen zeigen übereinstimmend das in den Fig. 6 und 7 dargestellte günstige Verhalten. Wie man sieht, ist in bezug auf die Trägheitsverminderung gegenüber den Kurven nach Fig. 4 und 5 ein bedeutender Fortschritt erzielt. Der Anstieg des Quotienten d bleibt bis zu 10 000 Hz innerhalb zulässiger Grenzen. Dadurch ist die von der Schäfferschen Lichtsirene gestellte Anforderung erfüllt und dieses Gerät dank der Argon-Photozelle zu einem einwandfreien quantitativen Meßgerät geworden. Auch bei Fernsehversuchen hat dieser Zellentypus sich bewährt. Der optimale Druck liegt in der Nähe des sog. „Wendepunktes", bei welchem der vom gleichen Lichtstrom ausgelöste Photostrom ein Maximum hat und die Verdünnung der Gasteilchen schon hinreicht, um die Glimmspannung genügend hoch zu halten ($p < 1$ mm).

Im weiteren Verfolg unserer Versuche erschien es interessant, auch mit reinem Wasserstoff als Füllgas zu arbeiten. Messungen von W. Ilberg haben dargetan, daß Glimmlichtschwingungen, z. B. in der bekannten, aus Widerstand, Kapazität und Entladungsstrecke gebildeten Kippschaltung, bei Neon und Helium nur bis zu etwa 3000 Hz hinauf herzustellen sind, während eine äquivalente Anordnung mit Wasserstoff 80 000 Hz lieferte[1]). Um den Wasserstoff in der Photozelle trotz der Gegenwart des absorbierenden Kaliums auf seinem Anfangsdruck zu erhalten, hat der eine von uns in Gemeinschaft mit F. Michelssen den Kunstgriff angewandt, das Kathodenmetall mit dem Gase bei geeigneter Temperatur zu sättigen. Die Entwicklung dieser Zellen ist zwar noch nicht abgeschlossen, doch haben sie ihre Vorzüge bei Fernsehversuchen mit Rasterpunktzahlen bis zu 70 000/s bereits bewiesen. Selbst bei einer Saugspannung von 250 V (bei $E_z = 260$ V) bleibt der Amplitudenabfall mit wachsender Periodenzahl der Belichtung vergleichsweise sehr gering. Im Reichspostzentralamt vorgenommene Versuche haben dieses Ergebnis bestätigt[2]).

Bei der weiter vorn erwähnten Abnahme der Glimmspannung E_z nach dem Durchbruch der selbständigen Entladung durch die Zelle können Veränderungen sowohl der hydrierten Kaliumoberfläche als auch der Gasfüllung mitwirken. Der Einfluß von Gasionen auf die Alkalimetallschicht ist von H. Rosenberg untersucht worden[3]). Er führt gewisse langsame Ermüdungserscheinungen, die in der Nähe der Glimmspannung auftreten, auf positiv geladene, an der Hydridoberfläche haftende Gasschichten zurück. Mit der hier behandelten Trägheit als Funktion von E_a bei rasch intermittierender Belichtung haben diese Erscheinungen nichts zu tun. Auch die Beeinflussung der Zellenempfindlichkeit dürfte bei unseren Untersuchungen nicht auf der gleichen Ursache beruhen wie bei den Rosenbergschen Beobachtungen, da im Falle der Fig. 3 und 4 eine Abnahme, bei 5, 6 und 7 dagegen eine Zunahme der Empfindlichkeit nach dem Glimmen gemessen wurde (Kurve b). E_z zeigte die in der nachstehenden Tabelle angegebene Verminderung:

Tabelle II.

Zelle (Gasfüllung)	Glimmspannung E_z in Volt	
	a vor dem Glimmen	b nach dem Glimmen
1. Neon . .	148	107
2. Helium .	200	142
3. Helium .	200	100
4. Argon . .	130	127
5. Argon . .	140	130

1) Bei Argon versagte dieses Experiment aus Gründen, die nichts mit den Anregungszuständen zu tun haben, sondern mit der ungünstigen Form der Strom-Spannungskennlinie zusammenhängen.

2) F. Kirschstein, Zeitschr. „Fernsehen" **1**, 145—152, 1930 (Nr. 4), Fig. 9.

3) Zeitschr. f. Phys. **7**, 18, 1921.

Man ersieht daraus, daß der Einfluß bei Argon sehr klein, bei Neon und Helium dagegen beträchtlich ist. Dies läßt den Schluß zu, daß neben gewissen, noch ungeklärten Veränderungen der Hydridschicht auch solche in der Gasfüllung selbst mitwirken. Durch den thermischen Einfluß des kathodischen Glimmlichtes wird vermutlich etwas mehr Wasserstoff aus seiner Alkalimetallverbindung frei (er kann später durch längeren normalen Stromdurchgang wieder gebunden werden). Diese Konzentrationserhöhung des Wasserstoffs könnte in Neon und Helium die typische, von Penning (l. c.) aufgeklärte Erniedrigung des Zündpotentials hervorbringen. In Argon ist dieser Einfluß nicht vorhanden, und tatsächlich ist ja nach vorstehender Tabelle die Verringerung der Glimmspannung bei den argonhaltigen Zellen viel weniger ausgesprochen. Sie könnte ihrer Größe nach mit Veränderungen an der Oberfläche des Alkalimetalls erklärt werden. Es wäre z. B. denkbar, daß an den Stellen, wo nach Abgabe von Wasserstoff fein verteiltes Kalium zurückbleibt, die Ablösungsarbeit der Elektronen merklich herabgesetzt ist.

Ferner ist nach dem Glimmen bei allen Zellen zu beobachten, daß selbst bei den untersten Werten von E_a der Abfall d nicht auf Null zurückgeht. In der Annahme, daß eine Kapazitätsänderung vorliegen könne, wurde der Belastungswiderstand von 40 000 Ω verkleinert, wobei d sich in der Tat verminderte. Das Glimmen scheint also wirklich die Zellenkapazität zu vergrößern. Als Erklärungsmöglichkeit kommt in Anlehnung an die Auffassung von Rosenberg die Bildung langlebiger elektrischer Doppelschichten in Betracht. Bei der neongefüllten Zelle, deren Verhalten Fig. 3 wiedergibt, zeigte sich ein merkwürdiger Abfall von d bei $E_a \sim 8$ V. Er konnte mehrmals reproduziert werden. In diesem Bereich sind Änderungen der Anregungsverhältnisse im Gase undenkbar. Vielleicht handelt es sich auch hier um den schwer zu analysierenden Einfluß mehr oder weniger unbeständiger Doppelschichten.

(Eingegangen 16. Juli 1930.)

Herabminderung des störenden Einflusses der Heizspannung an den Enden einer Glühkathode durch eine Gegenelektrode mit überlagertem Spannungsgefälle[1]).

Von Günther Mönch.

Zusammenfassung: Der störende Einfluß des Spannungsabfalles an einer Glühkathode (Herabsetzung der Röhrensteilheit bzw. Vergrößerung des Geschwindigkeitsbereiches der Glühelektronen) kann dadurch vermindert werden, daß auf der Gegenelektrode (Anode oder Gitter) ein gleich großer Spannungsabfall aufrecht erhalten wird.

Das Spannungsgefälle längs einer Glühkathode bewirkt, daß die Geschwindigkeiten, mit der die Elektronen die Anode erreichen, vom Ort des Austrittes aus dem Glühfaden abhängen. Bei einem Spannungsabfall am Glühfaden von $+E$ auf o Volt und einer Anodenspannung von $+V$ Volt (bezogen auf das negative Glühfadenende) erreicht ein am negativen Ende des Glühfadens mit der Geschwindigkeit Null austretendes Elektron die Anode mit der Geschwindigkeit V Volt, ein entsprechendes Elektron vom positiven Ende des Glühfadens mit der Geschwindigkeit $V-E$ Volt.

Infolge der Glühfadenspannung wird bei einem Elektronenrohr mit fester Anodenspannung die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen größer und der Verstärkungsgrad (Steilheit) der Röhre geringer; oder anders ausgedrückt: die Anodenspannung-Anodenstrom-Kurve und Gitterspannung-Anodenstrom-Kurve sind weniger steil (Anodenstrom als Ordinate) als die mit Glühkathoden ohne Spannungsabfall wie z. B. Oxydfleckkathoden.

Während bisher die Verkleinerung der Geschwindigkeitsverteilung und Vergrößerung der Steilheit durch geeignete Konstruktion der Kathoden erreicht wurde (indirekte Heizung, Beschränkung der Heizstrecke), so wird hier versucht, den störenden Einfluß eines beliebig großen Spannungsabfalles der Glühkathode durch geeignete Konstruktion der Gegenelektroden (Anode oder Gitter) herabzusetzen.

Die Gegenelektrode.

Zu diesem Zweck wird zwischen den Enden der Gegenelektrode ein Spannungsabfall gleicher Größe wie an der Glühkathode aufrecht erhalten. Damit der dazu nötige Strom möglichst gering wird, ist es notwendig, daß die Elektrode einen hinreichend hohen Widerstand besitzt. Sie kann z. B. die Form einer Drahtspirale von der Länge des Glühfadens haben. Legt man an eine derartige Elektrode außer der Hilfsspannung eine die Elektronen beschleunigende Spannung, so durch-

1) Die Gegenelektrode wurde als D.R.P. angemeldet.

fallen die sich senkrecht vom Glühfaden zur Elektrode bewegenden Elektronen jetzt für alle Stellen des Glühfadens die gleiche Spannnng.

Störende Einflüsse.

1. Die Richtungsverteilung.

Tatsächlich gehen aber nicht alle Elektronen auf dem kürzesten Weg zur Anode. Die Elektronen besitzen vielmehr bei ihrem Austritt aus dem Glühfaden außer der Geschwindigkeits- auch eine Richtungsverteilung. Die Richtungsverteilung stört bei einer gewöhnlichen Gegenelektrode nicht, denn wenn ein Elektron erst einmal die Glühkathode verlassen hat, so ist die bis zur Anode durchfallene Spannung unabhängig vom Weg, auf dem es zur Anode gelangt. Bei einer Gegenelektrode mit überlagerter Hilfsspannung stört diese Richtungsverteilung, da ein Elektron, dessen Austrittsrichtung eine Komponente parallel zum Glühfaden hat, nicht zu dem seinem Ausgangspunkt entsprechenden Ort der Gegenelektrode gelangt.

Eine Rechnung soll die Größe der störenden Wirkung der Richtungsverteilung zeigen.

Die Richtungsverteilung ist nach der von Richardson auf Grund klassisch-statistischer Vorstellungen aufgestellten und für plattenförmige Elektroden experimentell geprüften Beziehung

$$i = i_0 \, 10^{-\frac{V n e z^2}{9{,}2 R T x^2}}$$

gegeben[1]). i_0 ist hierin der Strom, der von dem Punkt $z = 0$ (z = Koordinate in Richtung der Glühkathode) der Glühkathode zu einem ihm auf der Anode gegenüberliegenden Flächenelement ($z = 0$) fließt. Für alle Flächenelemente auf der Anode, die sich parallel zur Glühkathode aneinanderreihen und durch Angabe von z bestimmt sind,

ist der Strom i durch die absolute Temperatur T der Glühkathode, den Abstand x der Anode von der Kathode und die die Elektronen beschleunigende Spannung V (E.M E.) gegeben.

$$n = 2{,}7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$
$$e = 1{,}59 \cdot 10^{-20} \text{ (E.M E.)}$$
$$R = 3{,}7 \cdot 10^{3} \text{ erg grad}^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

Aus Fig. 1 ist die Abhängigkeit des Stromverhältnisses $\frac{i}{i_0}$ mit zunehmender Entfernung von dem Flächenelement $z = 0$ auf der Anode für verschiedene T, V und allgemein festgehaltenes $x = 0{,}3$ cm zu ersehen. Der Halbwert des Stromverhältnisses ist selbst bei nur 1 Volt Anodenspannung und 0,3 cm Abstand der Anode von der Kathode schon für die Entfernung $z = 0{,}25$ cm erreicht. Bei den normal verwendeten höheren Spannungen ist diese Strecke wesentlich kleiner.

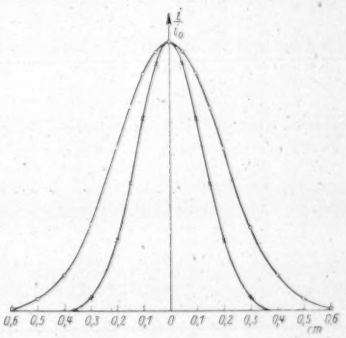


Fig. 1. Der von einer punktförmigen Glühkathode zu den verschiedenen Stellen der Anode fließende Strom.

i: Strom zu einem Flächenelement der Anode, das von dem der Elektronen emittierenden Stelle senkrecht gegenüberliegendem Punkt der Anode um z-cm entfernt ist.

i_0: Strom zu dem der emittierenden Stelle gegenüberliegenden Flächenelement der Anode.

Für Kurve o ist: $T = 2000°$ abs., $V = 1$ Volt, $x = 0{,}3$ cm

Für Kurve × ist: $T = 1500°$ abs., $V = 2$ Volt, $x = 0{,}3$ cm

V: Voltgeschwindigkeit der Elektronen,

x: Abstand der Anode von der Kathode.

Da $z = 0{,}25$ cm ungefähr gleich dem zehnten Teil von der üblichen Länge der Elektroden ist, kann der Einfluß der verschiedenen Austrittsrichtungen zwar die Wirkung einer Elektrode mit überlagertem Spannungsgefälle grundsätzlich herabsetzen, aber nicht aufheben.

2. Das elektrische Feld in der Glühfadenrichtung.

Durch den Spannungsabfall an der Kathode und Anode entsteht ein elektrisches Feld in der Glühfadenrichtung, das die Elektronen in Bahnen zwingt, die zum positiven Anodenende hin gekrümmt sind. Die Wegstrecke des Elektrons wird dadurch vergrößert und der unter 1 besprochene störende Einfluß der Richtungsverteilung der Elektronen verstärkt. Dieses „Ansteigen" der Elektronen im Glühfaden-Gitter-Raum trägt außer der scheinbaren Vergrößerung des Elektrodenabstandes nur dann nicht zur „Verflachung" der Geschwindigkeitsverteilungskurve bei, wenn

[1]) O. W. Richardson, Phil. Mag. **16**, 899, 1908. Die Benennungen x und z der Koordinatenrichtungen sind hier gegenüber der Originalarbeit miteinander vertauscht worden.

man die Anode am Ende der positiven Spannung über den Glühfaden hinaus verlängert, so daß die am positiven Ende des Glühfadens austretenden Elektronen wie die an den übrigen Stellen austretenden die gleiche Strecke „steigen" können.

Um die Größe dieser Verlängerung über das Glühdrahtende hinaus ungefähr zu erkennen, soll eine Abschätzung für die „Steighöhe" der Elektronen gegeben werden.

Wir müssen uns dabei mit dem Fall begnügen, daß die Raumladung zu vernachlässigen ist, also gerade mit einer Annahme, wie sie für technische Anwendungen (Verstärker oder Gleichrichter) nicht in Frage kommt.

Ist die Raumladung Null, so gilt die Laplacesche Gleichung

$$\Delta \varphi = 0 .$$

In Zylinderkoordinaten ist:

$$\Delta \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial r} + r\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}\right] = 0 ,$$

wenn keine Abhängigkeit des Potentials von der dritten Koordinate α vorliegt, d. h. $\frac{\partial \varphi}{\partial \alpha} = 0$ ist.

Die Potentialverteilung zwischen den als unendlich lang angenommenen Elektroden ist:

$$\varphi = V \cdot \frac{\log \frac{r}{r_K}}{\log \frac{r_A}{r_K}} + \frac{E}{l} \cdot z$$

0 bis E: Spannungsabfall am Glühfaden
l: Länge des Glühfadens
V bis $V + E$: Spannungsabfall an der Anode
r_A: Radius der Anode
r_K: Radius der Kathode
r: laufende Koordinate senkrecht zum Glühfaden
z: laufende Koordinate in der Glühfadenrichtung.

φ genügt der Laplaceschen Gleichung und den Grenzbedingungen:

$$\begin{aligned} \varphi &= 0 && \text{für } z = 0 \text{ und } r = r_K \\ \varphi &= V && ,, \quad z = 0 \quad ,, \quad r = r_A \\ \varphi &= E && ,, \quad z = l \quad ,, \quad r = r_K \\ \varphi &= V + E && ,, \quad z = l \quad ,, \quad r = r_A . \end{aligned}$$

Nach Aufstellung der Bewegungsgleichung für die Komponenten $m \frac{d^2 r}{dt^2}$ und $m \frac{d^2 z}{dt^2}$, zweifacher Integration und Elimination von t ergibt sich die Bahnkurve $z = f(r)$ eines Elektrons zwischen den Elektroden; dabei sei, wenn $t = 0$ ist, $z = 0$, und für $r = r_K$ werde $\frac{dz}{dt} = 0$ und $\frac{dr}{dt} = 0$.

Es ist:

$$z = \frac{E}{2lV}\left[\int_{r_K}^{r} \frac{dr}{\log \frac{r}{r_K}}\right]^2 \cdot \log \frac{r_A}{r_K}$$

Nach Einführung der Veränderlichen $u^2 = \log \frac{r}{r_K}$ ist der Integrand in eine Potenzreihe entwickelbar, die gliedweise integrierbar ist. Bei genügend hoher Gliedzahl wurde sie abgebrochen.

Für die Maße, wie sie für die untersuchte Anordnung benutzt wurden ($r_K = 0{,}0025$ cm; $r_A = 0{,}3$ cm; $l = 4{,}2$ cm; $E = 6$ Volt), zeigt

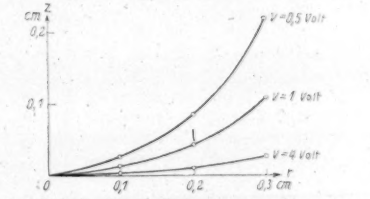


Fig. 2. Bahnkurve von Elektronen (mit der anfänglichen Geschwindigkeit von 0 Volt) zwischen (zylinderförmiger, unendlich langer) Glühkathode und Anode, wenn zwischen Kathode und Anode die beschleunigende Spannung V liegt, in der Glühfadenrichtung ein elektrisches Feld von 1,25 Volt/cm vorhanden ist und außerdem keine Raumladung besteht. Z: Glühfadenrichtung.

Fig. 2 die Bahn der Elektronen zwischen Kathode und Anode in Abhängigkeit von der angelegten Spannung V.

Aus Fig. 2 ist auch die „Steighöhe" z_A ($z = z_A$ für $r = r_A = 0{,}3$ cm) der Elektronen für verschiedene Zugspannungen V zu ersehen.

Da Elektronen mit 0,5 Volt Endgeschwindigkeit bei fehlender Raumladung die Anode in einem Punkt erreichen, der nur um etwa $z = 0{,}23$ cm von dem Ausgangspunkt ($z = 0$) auf der Kathode entfernt ist, so wird eine Verlängerung der Anode von 0,5 cm über das Glühdrahtende hinaus zur Vermeidung der störenden Wirkung des elektrischen Feldes genügen.

Mit zunehmender Raumladung kann die Bahn der Elektronen sehr verwickelte Formen annehmen, die mathematisch nicht zu erfassen und deren Wirkung auf die an der Anode erhaltene Geschwindigkeitsverteilung auch nicht abzuschätzen ist.

3. Das Magnetfeld.

Wird die Gegenelektrode durch eine stromdurchflossene Spirale gebildet, so entsteht ein Magnetfeld, das die Elektronen auf gekrümmte Bahnen zwingt. Dadurch wird die Wegstrecke, die das Elektron bis zur Anode zurücklegt, vergrößert und der unter 1 besprochene störende Einfluß der Richtungsverteilung verstärkt. Je-

doch kann die Größe des Magnetfeldes durch genügend hohen Widerstand der Anodenspirale und passende Windungszahl so klein gehalten werden, daß seine Wirkung praktisch nicht beachtet zu werden braucht. Selbst wenn sich die Elektronen auf einer Bahn vom Radius 0,25 cm bewegen, verhält sich die Weglänge zwischen den Elektroden auf der Kreisbahn zu der geraden Strecke, die 0,3 cm lang sein möge, wie 3 : 3,25. Diese Krümmung erhält die Bahn eines Elektrons mit der Geschwindigkeit von 1 Volt unter dem Einfluß eines Magnetfeldes von 11 Ampèrewindungen pro cm, d. h. es fließt durch eine Spirale mit 25 Windungen pro cm ein Strom von 0,44 Amp. In der Praxis wird man den Elektrodenwiderstand so hoch wählen, daß man mit einem kleinen Bruchteil dieses Stromes auskommt.

Meßergebnisse.

Die Versuche wurden mit Zwei- und Dreielektrodenröhren ausgeführt, deren Gitter und Anoden von Spiralen gebildet wurden. Dabei wurde nicht lange nach einer möglichst günstigen Anordnung gesucht, sondern die Versuche nach einer deutlichen Erkennung des erwarteten Effektes eingestellt.

Die Größe des Magnetfeldes war dabei meist sehr ungünstig, auch die Anode nie über das Glühdrahtende hinaus verlängert.

Es ist zu erwarten, daß durch eine bessere

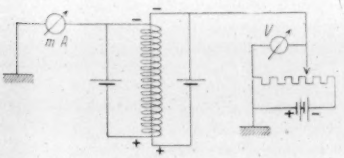


Fig. 3. Schaltung eines Zweielektrodenrohres mit Spiralanode.

Anordnung die Wirkung noch vergrößert werden kann.

Zweielektrodenrohr.

Bei einer Schaltung nach Fig. 3 wurden die Kurven der Fig. 4 und 5 erhalten. Dabei waren die Maße für Kathode und Anode:

Glühfaden: 0,05 mm Ø Wolfram, Länge 4,2 cm,
Anode: 6 mm Ø, Länge 4,2 cm; Windungszahl: 102, Windungsdraht aus Chromnickel von 0,3 mm Ø.

Die Kurven zeigen die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Anodenspannung. Fig. 4 für 5,5 Volt Heizspannung und 0,45 Amp. Glühstromstärke, Fig. 5 für 7,4 Volt Heizspannung und 0,5 Amp. Glühstromstärke.

Die Magnetfelder sind in beiden Fällen so groß, daß die Krümmungsradien der Bahnen der Elektronen von der Geschwindigkeit 1 Volt 3 mm und 2,1 mm betragen.

Der Einfluß einer der Anode überlagerten Spannung von der Größe der Glühfadenspannung

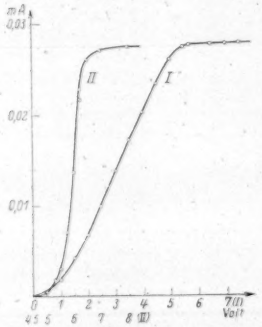


Fig. 4. Anodenstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung; Kurve I gemessen an einer Anode ohne überlagertes Spannungsgefälle, Kurve II an derselben mit Hilfsspannung versehenen Anode.

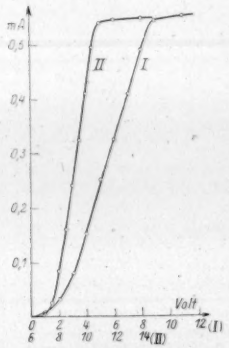


Fig. 5. Kurven der Art wie Fig. 4, nur bei stärkerer Glühfadenemission. Kurve I wurde an der Anode, der kein Spannungsgefälle überlagert war, Kurve II mit Hilfsspannung aufgenommen.

ist nach Fig. 4 und 5 bei höheren Anodenstromstärken weniger groß. Mit zunehmender Glühstromstärke wird einmal die Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten vergrößert, außerdem aber mit wachsender Raumladung in der Nähe der Glühkathode die Zahl der Elektronen mit kleinen Radialgeschwindigkeiten vermehrt, wodurch der unter 2 behandelte störende Einfluß des elektrischen Feldes besonders stark wirksam wird.

Dreielektrodenrohr.

Bei einem Dreielektrodenrohr wurde dem Gitter und der Anode ein Strom überlagert, der an den Enden der beiden Elektroden die nötige Spannung hervorrief. Der gesamte Emissionsstrom an der mit dem Gitter verbundenen Anode in Abhängigkeit von der Anodenspannung ergab ein ähnliches Kurvenpaar wie Fig. 4 und 5. Fig. 6 zeigt den Anodenstrom in Abhängigkeit von der Gitterspannung, I ohne, II mit über Gitter und Anode überlagertem Spannungsgefälle. Die Maße der Anordnung waren:

Glühfaden: 0,05 mm Ø Wolfram, Länge 6,2 cm.
Gitter: 4,8 mm Ø; Länge 6,2 cm; Windungszahl 47. Windungsdraht aus Nickelin 0,35 mm Ø.
Anode: 8,6 mm Ø; Länge 6,2 cm; Windungszahl 142; Windungsdraht aus Chromnickel 0,35 mm Ø.
Anodenspannung: 112 Volt.
Heizspannung: 10 Volt.
Glühstromstärke: 0,45 Amp.

Durch Anlegen einer Hilfsspannung an Gitter und Anode wurde also die Steilheit fast verdoppelt (Fig. 6). Die Überlagerung eines Hilfsstromes nur über das Gitter ergab eine Steilheit,

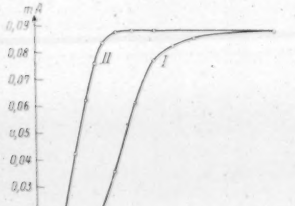


Fig. 6. Anodenstrom in Abhängigkeit von der Gitterspannung bei fester Anodenspannung von 112 Volt. Kurve I gemessen mit Gitter und Anode ohne Hilfsspannung.
Kurve II mit einem dem Gitter und der Anode überlagerten Spannungsgefälle.

die zwischen den Steilheiten der zwei Kurven der Fig. 6 lag. Sie war in diesem Falle jedoch größer, als wenn die Hilfsspannung nur an die Anode gelegt wurde.

Zusammenfassende Bemerkung.

Wie Überlegungen und Versuche zeigen, ist es möglich, den störenden Einfluß der Heizspannung auf die an der Anode erhaltene Geschwindigkeitsverteilung und auf die sog. „Steilheit" durch eine Elektrode mit überlagertem Spannungsgefälle zu verringern. Dabei bedingt die Verbindung der Elektrode mit einer die Hilfsspannung erzeugenden Batterie eine Kapazitätsvergrößerung der Elektrode, wodurch ihre Anwendungsmöglichkeit eingeschränkt wird.

Besonderen Dank sage ich Fräulein cand. phys. G. Faltz und Herrn cand. phys. E. Engelhard für ihre Hilfe bei den Messungen.

Das Institut hat dem Universitätsbund Erlangen für Bereitstellung von Mitteln zu danken.

Erlangen, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1930.

(Eingegangen 31. Juli 1930.)

Sichtbarmachung kurzer Schallwellen.

Von H. Kröncke.

Die Luftschwingungen in einer Kundtschen Röhre kann man auch auf größere Entfernung allgemein sichtbar machen, wenn man statt des sonst üblichen Pulvers in der Röhre einen Draht ausspannt, den man elektrisch zum Glühen bringt. An den Stellen der stärksten Luftbewegung wird der Draht soweit abgekühlt, daß das Glühen verschwindet, so daß man die Bewegungsknoten als hell leuchtende Punkte schon bei geringer Verdunkelung gut erkennen kann.

Damit eine Luftschwingung auf diese Weise erkennbar wird, muß offenbar die mittlere Geschwindigkeit der schwingenden Teilchen genügend groß sein, d. h. das Gelingen des Versuches hängt direkt von dem Produkt aus Amplitude und Zahl der Schwingungen ab. Hieraus ergibt sich, daß das Verfahren sich in erster Linie für hohe Frequenzen eignet.

Der verwendete Glühdraht muß geringe Wärmekapazität mit geringer Wärmeleitung vereinigen, um für den vorliegenden Zweck brauchbar zu sein. Besonders bewährt hat sich Chromnickeldraht von 0,08 bis 0,1 mm Durchmesser. Beim Einschalten des Stromes zum Heizen des Drahtes verlängert sich dieser erheblich und muß daher durch eine geeignete Vorrichtung gespannt werden. Die Spannung des Drahtes darf nicht zu groß sein, da sich sonst der Draht an den Stellen, wo er glüht, verlängert, so daß auch nach Ausschalten der Schwingungen die Reihenfolge der Knoten und Bäuche sichtbar bleibt. Ist die Spannung zu gering, so gerät der Draht in mechanische Schwingungen, was die Beobachtung der Schallwellen stört.

Für mittlere Frequenzen eignet sich sehr gut eine Röhre von 100—150 cm Länge und etwa 2,5 cm Durchmesser (Fig. 1). Der Chromnickeldraht ist an seinen Enden an Kupferdraht befestigt, der einerseits zu der Kappe K, andererseits durch das gebogene Glasrohr zu einem Gewicht G führt, das zur Spannung des Drahtes dient. Der Kupferdraht in diesem Glasrohr soll 0,2—0,3 mm dick sein, um den Zug des Gewichtes mit nicht zu viel Reibung auf den Glühdraht zu übertragen.

Zum Anblasen der Röhre eignet sich jede Pfeife, die einen genügend hohen Ton gibt (3000 Schwingungen und mehr). Zweckmäßig wird die Pfeife mit einer Gaedeschen Ölluftpumpe unter Zwischenschaltung eines „Luftinjektors" angeblasen und soweit in die Öffnung der Röhre eingeführt, daß auf dem zu mittlerer Rotglut erhitzten Draht sich die Wellen deutlich sichtbar ausbilden. Bei richtiger Justierung sind

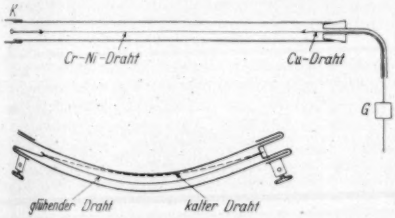


Fig. 1 u. 2.

die Wellen noch auf Entfernungen bis 15 m und mehr gut sichtbar.

Für tiefere Frequenzen eignet sich das Verfahren anscheinend nicht gut, dagegen sehr für hohe Frequenzen, wie sie beispielsweise mittels der Galton-Pfeife, am besten auch im Anschluß an eine rotierende Ölluftpumpe, hergestellt werden. Die Röhre kann dann sehr viel kürzer gehalten werden, auch kann man die Spannvorrichtung ganz weglassen, wenn man der Röhre die Gestalt der Fig. 2 gibt, sie also derart krümmt, daß der kalte Draht sich an die Wandung anlegt, und nach Einschalten des Stromes längs der Achse verläuft. Die Schallschwingungen, die sich in der Glasröhre von beispielsweise 25 cm Länge und 10 mm Durchmesser ausbilden, sind ebenfalls auf große Entfernung ausgezeichnet zu erkennen, und es ist leicht, die Wellenlänge mit erheblicher Genauigkeit zu ermitteln. So gelang es, noch Schwingungszustände zu beobachten, bei denen der Abstand zwischen zwei leuchtenden Punkten 6,6 mm, also die Wellenlänge 13,2 mm betrug, woraus sich unter Berücksichtigung der Temperatur der Luft im Innern der Röhre eine Frequenz von mehr als 30000 ergibt.

Ein Vergleich mit einer Staubfigurenröhre bei verschiedenen Frequenzen ergab, daß infolge der hohen Temperatur im Innern der Resonanzröhre die Wellenlänge auf dem glühenden Draht um etwa 25 Proz. größer ist, als sie bei normaler Temperatur sein würde, entsprechend einer Temperatur in der Röhre von etwa 180° C. Leider scheint aber die Temperatur nicht konstant zu sein: vielleicht infolge von Strömungsvorgängen an der Öffnung der Röhre, die je nach der Art des Anblasens verschieden sind, so daß man auch bei konstanter Heizstromstärke nicht einen völlig konstanten Umrechnungsfaktor für die Wellenlänge auf normale Temperatur angeben kann[1]).

1) Die Röhren werden in praktisch brauchbarer Ausführung von E. Leybold's Nachf. A. G. geliefert.

(Eingegangen 21. August 1930.)

Bemerkungen zu den Arbeiten von V. Pospišil: „Über eine neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie".

Von Alexander Deubner.

In einer Reihe von Publikationen[1]) hat neuerdings Pospišil nachzuweisen gesucht, daß es eine uns bisher nicht bekannte Kraft des Lichtes auf die Materie gibt, die transversal zum Energiefluß des Lichtes wirken soll und zwar in der Richtung des magnetischen Vektors. Die Beobachtungen, die ihn zu diesem Schluß führen, sind an mikroskopischen, in einer Flüssigkeit suspendierten Teilchen von etwa 0,4—1 μ Durchmesser gemacht, deren Brownsche Bewegung untersucht wird, und zwar in durchfallendem Licht[2]). Die scheinbare Äußerung der neuen Lichtkraft besteht in einer Vergrößerung der Brownschen Bewegung der Partikel bei starker gegenüber schwacher Beleuchtung. Die Verstärkung der Bewegung befolgt folgende wichtigsten Regeln:

1. Sie ist viel größer, als sich aus der bloßen Temperaturerhöhung ergeben würde, welche für die größten Lichtenergien nur einige Zehntelgrade beträgt.

2. Sie ist relativ zur eingestrahlten Energie am größten, wenn das Licht viele kurzwellige Bestandteile enthält, und wird umgekehrt stark geschwächt (selbst bei gleichbleibender kurz-

1) V. Pospišil, Physik. Zeitschr. **31**, 65, 78, 447, 1930.

2) Experimentelle Einzelheiten wolle man in den zitierten Arbeiten nachschlagen.

welliger Energie), wenn zuviel langwellige Strahlen vorhanden sind.

3. Sie tritt nur ein, wenn die Kolloidpartikel das Licht absorbieren, wie z. B. Rußteilchen. Versuche mit Mastixsuspensionen ergeben keine Bewegungsverstärkung.

4. Bei Verwendung linear polarisierten Lichtes tritt die Bewegungsverstärkung fast nur in der Richtung des magnetischen Vektors der Strahlung auf. In Fig. 1 stelle der Kreis das Gesichtsfeld des Beobachtungsmikroskops dar, das Licht

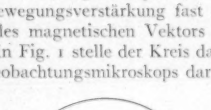


Fig. 1.

falle senkrecht zur Papierebene ein und habe die elektrischen bzw. magnetischen Vektoren $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$. Die Partikel P erhält dann bei intensivem Licht zu ihrer natürlichen Brownschen Bewegung noch eine ungeordnete Zusatzbewegung in Richtung der Pfeile.

Die theoretischen Deutungsmöglichkeiten sind von Pospišil bereits zum großen Teil diskutiert worden; es ergibt sich dabei, daß zunächst alle Prozesse für die Erklärung dieses Effektes ausscheiden, bei denen das Lichtquant nicht seine Energie vollständig an die Partikel verliert, die dann die erzeugte Wärme irgendwie zu ihrer Bewegung verwendet. Alle mit einer reinen Streuung verbundenen mechanischen Wirkungen sind um viele Zehnerpotenzen zu gering, um als Erklärung in Frage zu kommen. Von bekannten Prozessen bleibt als transversal wirkender Vorgang, der genügend Energie liefert, schließlich nur folgender übrig: ein Photoelektron wird an einer Partikel vom Licht ausgelöst, stößt auf eine zweite Partikel und gibt dieser seine ganze kinetische Energie als Wärme ab. Leider erwarten wir aber in diesem Fall gerade das entgegengesetzte Verhalten im polarisierten Licht; da die Photoelektronen vorzugsweise in Richtung des elektrischen Vektors ausgelöst werden, so müßten auch die Partikel ihre Zusatzbewegung in dieser Richtung erhalten. Das Entgegengesetzte ist aber der Fall. Hinzu kommt noch die sehr kleine Wahrscheinlichkeit dieses Vorganges.

Pospišil hat nun geglaubt, um die beobachteten Erscheinungen zu erklären, eine neue Hypothese aufstellen zu müssen, nach der eine Partikel durch Absorption eines Lichtquants die Möglichkeit zu einer Bewegung in der Richtung des magnetischen Vektors mit der gesamten Energie dieses Quants erhalten soll. Aus dem Querschnitt der Teilchen, welchen er ohne weiteres als den absorbierenden betrachtet, berechnet er dann, daß die vom Licht gelieferte Energie mindestens noch etwa 100 mal größer ist, als es zur Erklärung des Effektes nötig ist. Man wird die Einführung einer solchen neuen Hypothese, die durch sonst keine Erscheinung oder Überlegung gerechtfertigt ist, solange zu vermeiden suchen, als es möglich ist, die Wirkung aus bekannten Vorgängen abzuleiten. Ein solcher Ausweg scheint mir in der folgenden Deutung des Effekts gegeben zu sein:

Die Energie, die die Brownsche Bewegung verstärkt, wird nicht durch primär einfallende, sondern durch bereits einmal gestreute Lichtquanten geliefert.

Das heißt, wir sehen den Effekt nicht als einen Transversaleffekt an, sondern als einen longitudinalen, der aus den bekannten Erscheinungen der Photophorese ableitbar ist. In Fig. 2

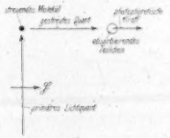


Fig. 2.

ist der Vorgang, wie wir uns ihn denken, der Deutlichkeit halber noch einmal dargestellt.

Der hier angenommene Prozeß liefert uns nun, wie wir leicht sehen, nicht nur die ausreichende Energie für den Effekt, sondern auch die richtige Richtung, da ja die Streuung des Lichts vorzugsweise dem magnetischen Vektor folgt. Die Streuung geht ferner umgekehrt proportional mit der 4. Potenz der Wellenlänge, woraus sich ohne weiteres erklärt, warum die kurzwelligen Strahlen stärker wirken als die langwelligen. Über den Wirkungsgrad des zweiten Prozesses, dieses radiometrischen oder photophoretischen Effekts, etwas auszusagen, dürfte nicht leicht sein. Das Produkt aus diesem Wirkungsgrad und dem Streufaktor der Flüssigkeit für die wirksamen Wellenlängen sollte nach den Rechnungen Pospišils[1]) höchstens den Wert $^1/_{100}$ haben für die Lichtquelle mit dem größten Reichtum an kurzwelligen Strahlen (Hg-Bogen). Wir glauben aber, daß

1) Unter der sicher unrichtigen Annahme, daß auch bei unserm Prozeß die Impulserteilung praktisch momentan verläuft (s. u.).

das einfache Einsetzen des Teilchenquerschnitts zur Berechnung der aufgenommenen Energie nicht einwandfrei ist, da die Abhängigkeit des Effekts von der Teilchengröße darauf hinweist, daß hier Resonanzerscheinungen eine Rolle spielen, bei deren Vorhandensein man einen wesentlich größeren absorbierenden Querschnitt in Ansatz bringen müßte. Wir könnten dann auch bei recht kleinem Wirkungsgrad des photophoretischen Effekts noch genügend Energie für die beobachtete Verstärkung der Brownschen Bewegung übrig behalten.

Eine noch weiter führende Steigerungsmöglichkeit können wir darin sehen, daß der Impuls bei unserer Erklärungsweise während einer viel längeren Zeitdauer erteilt wird als bei dem Elementarakt, den Pospišil annimmt, nämlich während der ganzen Zeit, die die im Kolloidteilchen in einem Punkte erzeugte Wärme zum Ausgleich über das ganze Teilchen braucht und die nach einer rohen Überlegung 10^{-4}—10^{-3} sec betragen kann, während die Bremszeit des einmal angestoßenen Teilchens von der Ordnung 10^{-7} sec wäre. Das Teilchen hätte also in unserm Falle die 1000fache Zeit, seine Energie an die Flüssigkeit abzugeben, wie im Falle des Pospišilschen Elementaraktes und würde deshalb bei gleicher Gesamtenergie einen viel weiteren Weg darin zurücklegen können.

Es ist klar, daß noch nicht alle hier auftretenden Fragen gelöst sind, als eine der wichtigsten die „Auslöschung" der Bewegungsverstärkung durch langwelliges Licht, dann die Frage, warum der mit unserer Erklärung verbundene Einfluß des direkten Lichtes, der ja die Teilchen in Richtung der Mikroskopachse fortführen müßte, in den Arbeiten nicht zum Ausdruck kommt. Es wird sich hier wohl sehr rasch ein Konzentrationsgefälle der Teilchen einstellen, das der Lichtkraft entgegenarbeitet und sie so in dieser Richtung unmerklich macht. Es lassen sich aus der Beobachtungsmethode Pospišils sicher noch wertvolle Aufschlüsse über die Radiometerwirkung in Flüssigkeiten erwarten; der Hauptzweck dieser Bemerkungen sollte sein, zu zeigen, daß eine neue fundamentale Hypothese zur Erklärung der beobachteten Erscheinungen nicht notwendig ist.

Zusammenfassung.

Es wird versucht, die Pospišilsche „neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie" auf bekannte Vorgänge zurückzuführen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, 2. September 1930.

(Eingegangen 4. September 1930.)

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der Experimentalphysik. (Herausgegeben von W. Wien und F. Harms). Bd. XIII. 3. Teil. R. Seeliger: Allgemeine Eigenschaften der selbständigen Entladungen. Die Bogenentladung. G. Mierdel: Townsendentladungen. Die Glimmentladung. Gr.-8°. XII u. 763 S., 471 Abb. Leipzig 1929. Akademische Verlagsgesellschaft. Geh. RM 67.—, geb. RM. 69.—.

Dieser Teilband des grünen Handbuches ist fast ausschließlich dem weitverzweigten und formenreichen Gebiet der selbständigen Gasentladungen gewidmet. Die einheitliche Zusammenfassung dieses Gebietes, die bekanntlich von jeher prinzipielle Schwierigkeiten bot, ist hier in erfreulich einfacher und zwangloser Weise gelungen. Die beiden Verfasser, Seeliger und Mierdel, haben es verstanden, die heute nicht mehr befriedigende, rein phänomenologische Klassifizierung der Gasentladungen unter vorsichtiger Berücksichtigung der Forschungsergebnisse namentlich des letzten Jahrzehntes durch eine im weitgehenden Sinne bereits organisch zu nennende Einteilung zu ersetzen. Insbeondere haben sich hierbei die genetischen Untersuchungen des erstgenannten Verfassers als fruchtbar erwiesen. In einem einleitenden und drei Hauptabschnitten, deren Überschriften bereits im Titel genannt sind, finden wir die große Mannigfaltigkeit des Stoffes geordnet.

Der einführende Abschnitt enthält zunächst als allgemeine Eigenschaften die unterscheidenden und die verwandten Merkmale der einzelnen Entladungsformen. Es folgen die Entstehungsvorgänge sowie die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten des Stromtransports in der Gasstrecke, auch unter Berücksichtigung der Beschaffenheit des äußeren elektrischen Stromkreises. Die folgenden drei Abschnitte beschreiben dann die fundamentalen Entladungstypen in der genetisch begründeten Reihenfolge: Townsendentladungen, Glimmentladung, Bogen. Aus dem II. Abschnitt ist hervorzuheben die sehr eingehende Behandlung des elektrischen Durchbruchs von Gasstrecken in enger Verknüpfung mit der Townsendschen Theorie der Stoßionisation. Es finden dabei auch die speziellen Elektrodenanordnungen und die zu Gleitentladungen anregenden benachbarten isolierenden Wände besondere Berücksichtigung. Der III. Abschnitt befaßt sich zunächst eingehend mit der Glimmentladung als solcher, bringt aber auch folgerichtig die verwandten Vorgänge in der positiven Säule des Vakuum- oder Glimmbogens und der

elektrodenlosen Ringentladungen. Der letzte Abschnitt endlich gibt ein umfassendes Bild der durch die kathodischen Vorgänge gekennzeichneten Bogenentladung, insbesondere des Druckbogens.

Etwas knapp muß dem Experimentalphysiker das den Sondenmeßmethoden gewidmete Kapitel erscheinen, weil gerade diese Hilfsmittel unsere Kenntnis vom Entladungsmechanismus erheblich vertieft haben. Begrüßenswert ist hingegen die Aufnahme des interessanten Niedervoltbogens, obgleich dieser nicht zu den selbständigen Entladungen zählt. Es ist damit ein wichtiger Repräsentant der halbselbständigen Glühkathodenentladungen gewürdigt worden, die in den Bänden dieses Handbuches leider keine gesonderte Behandlung gefunden haben.

Im ganzen betrachtet, muß an dem vorliegenden Teilband die Einheitlichkeit besonders hervorgehoben werden. Diese ist nicht nur darauf zurückzuführen, daß das ausgezeichnete Buch des ersten Verfassers „Physik der Gasentladungen" in vieler Hinsicht als Vorbild gedient hat, sondern sie ist vor allem der guten dauernden Zusammenarbeit der beiden Verfasser zu danken, die so zu einer geschlossenen Gliederung und zu einem Mindestmaß von Wiederholungen der oft ineinander übergreifenden Teilgebiete gelangt sind. Sie haben hiermit das heute vollständigste Werk über die selbständigen Gasentladungen geschaffen. J. v. Issendorff.

A. Duschek u. W. Mayer, Lehrbuch der Differentialgeometrie. Band I. Kurven und Flächen im euklidischen Raum. Von Adalbert Duschek. Gr.-8°. VIII u. 250 S. m. 14 Fig. Leipzig und Berlin 1930. B. G. Teubner. Geb. RM. 17.—.

Der vorliegende erste Band des Duschek-Mayerschen Lehrbuches der Differentialgeometrie unterscheidet sich von den übrigen Lehrbüchern der Differentialgeometrie durch die konsequente Verwendung des Tensorkalkuls; es zeichnet sich durch Klarheit, Zielbewußtheit und Strenge in gleicher Weise aus; da es außer den Kenntnissen der elementaren höheren Mathematik nichts voraussetzt und die wesentlichen Hilfsmittel alle gegeben werden, so ist es insbesondere den Physikern zur Einführung und Orientierung über die Differentialgeometrie als sehr brauchbar zu empfehlen. Der Inhalt des Buches ist auf die Hauptfragen der gewöhnlichen Differentialgeometrie beschränkt; die Theorie der Raumkurven, die Theorie der Flächen, insbesondere ihre konforme Abbildung, ihre Krümmung und ihre Verbiegung, die Geometrie auf den Flächen, an die sich die Betrachtung der wichtigsten Flächen (Regelflächen, Flächen konstanter Krümmung, Minimalflächen) anschließt, bilden den wesentlichen Inhalt des instruktiven Buches, das jedem Physiker bei Gelegenheit von Nutzen sein kann. Druck und Ausstattung des Buches sind gleich ausgezeichnet. Volk.

Tagesereignisse.

Vom 3.—8. August 1931 wird in Dresden der VIII. Internationale Kongreß für Photographie tagen. Anfragen in Kongreßangelegenheiten sind zu richten an Prof. Dr. R. Luther, Dresden A. 20, Paradiesstr. 2.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Wien Dr. Gunther Lock für organische Chemie.

Ernannt: Der ord. Honorarprofessor an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Siegfried Hilpert zum ord. Professor für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Privatdozent an der Technischen Hochschule München Dr. Friedrich Reindel zum a. o. Professor für Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Weihenstephan, der a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Otto Oldenberg zum ord. Professor der Physik an die Harvard University in Cambridge (Mass.).

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Gießen Geh. Hofrat Dr. Moritz Pasch, der ord. Professor i. R. für physiologische und physikalische Optik Dr. Allvar Gullstrand in Uppsala, der ord. Professor für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Ludwig Moser (durch Unglücksfall), der ord. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Moskau Dr. Nicolaus Schilow.

Angebote.

Größeres Werk sucht
für die Leitung des Versuchslaboratoriums
PROMOVIERTEN
PHYSIKER
im Alter von etwa 35 Jahren.
Das Arbeitsgebiet umfaßt
Temperaturmessung und Heiztechnik.
Angebote mit Lichtbild und selbstgeschriebenem Lebenslauf an Chiffre 31. Nur Bewerbungen
mit allerbesten Referenzen
die obigen Anforderungen entsprechen, werden berücksichtigt

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.